

Ф-716

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2539



Г.Н. Флеров, В.А. Друин

РАДИОАКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР
НАИБОЛЕЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1966

3959/3 48

Г.Н. Флеров, В.А. Дружи

РАДИОАКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР
НАИБОЛЕЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ



1. Введение

Основными видами радиоактивного распада трансурановых элементов являются α -распад, электронный захват или β -распад и спонтанное деление, причем роль каждого из перечисленных видов распада различна для различных Z и A рассматриваемых ядер. Объяснение закономерностей изменения свойств уже известных изотопов и оценка энергии распада и времени по отношению к тому или иному виду радиоактивного превращения неизученных ядер очень важны как для понимания структуры ядра, так и с точки зрения синтеза новых элементов, а также для некоторых проблем астрофизики и космологии.

В первой части обзора рассматриваются ожидаемые свойства тех изотопов, которые могут быть синтезированы в ближайшие годы. При этом основное внимание уделено вопросам спонтанного деления ядер, поскольку, во-первых, именно ему отводится основная роль в распаде наиболее тяжелых элементов и, во-вторых, этот процесс наиболее сложен по сравнению с α - и β -распадами и наименее изучен.

Процесс β -распада достаточно хорошо изучен в проблеме слабых взаимодействий, и его основные закономерности удовлетворительно описываются теорией электрон-нейтринных взаимодействий Ферми.

Парциальные периоды β -распадов определяются разностью энергий родительского и дочернего ядер, а также правилами отбора по спину и четности начального и конечного состояний. Для точного предсказания периодов β -распада необходимо знать структуру уровней рассматриваемых ядер. Однако в области трансурановых элементов структура уровней такова, что имеется очень много низко расположенных состояний. Поэтому можно предположить для приближенных оценок времени жизни β -нестабильного ядра, что всегда найдется дочернее состояние, спин которого равен спину родительского состояния, а энергия уровня близка к энергии основного состояния. Другими словами, в тяжелых ядрах велика вероятность разрешенных ($\Delta I = 0, 1$, четность не меняется) или запрещенных переходов первого порядка

($\Delta I = 0$, четность изменяется). Энергию перехода можно принять равной энергии β - перехода между основными состояниями.

При этих предположениях по энергии перехода, определенной из разности масс, легко найти $t_{1/2\beta}$, а точность определения периода полураспада для β -распада или захвата орбитальных электронов достаточно высока, и значение $t_{1/2\beta}$ для большого числа ядер отклоняется от экспериментального не более, чем в 5-10 раз.

Аналогичная ситуация имеет место и при рассмотрении α -распада. Особенно благополучно обстоит дело при определении вероятности α -распада между основными состояниями четно-четных ядер. Основываясь на простейшей теории проникновения сквозь потенциальный барьер, Галлахер и Расмуссен /1/ получили полуэмпирическую формулу

$$\lg t_{1/2\alpha} = A_z Q_{\alpha}^{-1/2} + B_z + \lg F,$$

где Q_{α} - эффективная энергия α -перехода; A_z и B_z - константы, зависящие от z ; $\lg F$ - коэффициент запрета для нечетных ядер.

По этой формуле $t_{1/2\alpha}$ определяется с точностью до 30%, что эквивалентно ошибке в определении Q_{α} примерно в 60 кэВ.

Таким образом, не возникает больших затруднений в предсказании времени жизни новых изотопов и элементов в трансурановой области по отношению к β - и α -распадам.

Положение, существующее в спонтанном делении, требует специального рассмотрения, к которому мы и переходим.

II. Спонтанное деление ядер из основного состояния

Известно, что многие тяжелые ядра энергетически неустойчивы относительно спонтанного деления на два осколка примерно равной массы. Это объясняется тем, что ядра среднего атомного веса "упакованы" более плотно, чем ядра тяжелых элементов. Средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон, в зависимости от массового числа A медленно возрастает до $\approx 8,5$ Мэв, затем остается приблизительно постоянной, равной этой величине в интервале $50 < A < 150$, и далее плавно уменьшается с увеличением A , достигая для урана 7,4 Мэв. В результате самопроизвольного деления, например, ядра золота могла бы освободиться энергия ~ 130 Мэв.

Однако несмотря на энергетическую неустойчивость, самопроизвольное деление большинства даже тяжелых ядер не происходит с большой вероятностью, так как этому процессу препятствует наличие значительного потенциального барьера. Для того чтобы произошло деление того же ядра золота, необходимо преодолеть потенциальный барьер

высотой около 40 Мэв. С увеличением Z ядра высота барьера уменьшается, и в области наиболее тяжелых ядер ($\text{Th}-\text{U}$) основное состояние лежит всего лишь приблизительно на 5 Мэв ниже вершины барьера. В этом случае, благодаря квантомеханическому туннельному эффекту, становится реальным наблюдение спонтанного деления ядра из основного (невозбужденного) состояния.

Спонтанное деление было предсказано теоретически Бором и Уилером^{/2/} на основе модельного представления ядра в виде жидкой капли. В 1940 году это явление было обнаружено экспериментально на U^{238} ^{/3/}. В течение последующих 25 лет спонтанное деление было предметом исследований нескольких физических лабораторий. Благодаря бурному развитию техники ядерных реакторов и ускорителей заряженных частиц в лабораторных условиях было синтезировано большое количество трансурановых элементов. Экспериментаторам, занимавшимся исследованием спонтанного деления, стал доступен широкий круг ядер. Происходило интенсивное накопление экспериментальных данных, характеризующих процесс спонтанного деления. В частности, было установлено, что спонтанное деление ядра на два осколка сопровождается, как и в случае вынужденного деления, испусканием нейтронов и эмиссией γ -квантов. При этом было показано, что среднее число нейтронов на один акт деления возрастает при переходе от U^{238} к Cf^{254} с $2,4 \pm 0,2$ до $4,05 \pm 0,19$ и остается, примерно, постоянным для различных изотопов одного элемента.

Исследование γ -квантов, испускаемых при спонтанном делении Cf^{252} , показало, что в одном акте распада вылетает в среднем 10,3 фотона с суммарной энергией 8,2 Мэв; спектр γ -квантов оказался совершенно подобным спектру, наблюдаемому при делении U^{235} тепловыми нейтронами.

Для многих ядер исследовались энергетический спектр и массовое распределение осколков деления. Результаты этих экспериментов показывают, что распределение осколков по массам носит асимметричный характер, как и при делении тепловыми нейтронами.

В некоторых работах изучалось спонтанное деление ядер на три части^{/4,5/}, причем было установлено, что доля тройных делений с вылетом энергичной α -частицы составляет около 1/300 полного числа актов деления. Этот результат также подобен делению U^{235} или Pu^{239} под действием тепловых нейтронов.

Таким образом, видно, что испускание нейтронов, α -частиц и γ -квантов не является спецификой спонтанного деления. В этом смысле спонтанное деление можно рассматривать как частный случай деления ядер при малых энергиях возбуждения. Исследование нейтронов и γ -лучей при спонтанном делении, например, Cf^{252} интереснее скорее в методическом отношении (благодаря отсутствию фона от источника бомбардирующих частиц - реактора или ускорителя), чем в принципиальном.

С точки зрения выяснения механизма деления и внутренней структуры ядра наибольший интерес, по нашему мнению, представляет исследование вероятностей спонтанного деления различных ядер (или периодов полураспада по отношению к спонтанному делению). Поэтому рассмотрим явления, которые разыгрываются на первой стадии процесса деления до момента разрыва шейки, если пользоваться терминологией гидродинамической модели ядра, и которые определяют вероятность распада. Вторая стадия процесса начинается, по-видимому, с момента разрыва шейки и протекает аналогично надбарьерному, вынужденному делению.

Поскольку спонтанное деление рассматривается как квантово-механический процесс проникновения сквозь потенциальный барьер, то изучение периодов спонтанного деления, в принципе, может дать важную информацию о высоте потенциального барьера и ширине подбарьерной области.

Процесс деления связан с коренной перестройкой структуры ядра. В нем участвует большое количество нуклонов, т.е., по-существу, это процесс коллективный. Тем не менее, важную роль при делении играют и одночастичные эффекты, т.е. особенности поведения отдельных нуклонов при возникновении деформации ядра как целого. Это подтверждается наличием большого запрета для спонтанного деления нечетных ядер. Добавление только одного нуклона к четно-четному ядру приводит к резкому снижению вероятности деления.

В последние годы появились работы /6-8/, в которых делается попытка связать вероятность спонтанного деления с расположением энергетических уровней нуклонов при различных деформациях ядра; это позволяет надеяться получить дополнительные сведения об одночастичной и коллективной моделях ядра по данным о периодах спонтанного деления.

В настоящее время имеется обширный экспериментальный материал по периодам спонтанного деления, позволивший установить некоторые эмпирические зависимости вероятностей процесса от Z и A различных ядер.

а) Связь между периодом спонтанного деления T_{sf} и параметром делимости Z^2/A

Анализ экспериментальных результатов позволяет сделать заключение о сильной зависимости вероятности распада от параметра делимости Z^2/A , который, как известно, в ядерной модели жидкой капли характеризует отношение кулоновской энергии расталкивания ядра и стабилизирующей поверхностной энергии и является мерой

тенденции ядра испытать деление. На рис. 1 приведен график зависимости T_{sf} от Z^2/A . Здесь представлены все последние данные по периодам спонтанного деления. Совершенно четко обнаруживается общая тенденция к увеличению делимости с увеличением Z^2/A . Однако наряду с общей монотонной зависимостью ясно видна зависимость параболического вида вероятности деления от массового числа при фиксированном Z и значительно меньшая скорость распада ядер с нечетным числом Z или N . Для данного Z период проходит через максимум при изменении A .

б) Коэффициенты запрета для спонтанного деления нечетных ядер

При первых попытках систематизировать экспериментальные данные по спонтанному делению ядер выяснилась одна характерная особенность: ядра, содержащие нечетные числа протонов или нейтронов, никакой систематизации не поддаются. Из приведенного рис. 1 видно, что значения периодов нечетных ядер лежат на несколько (3-6) порядков выше, чем для соседних четно-четных изотопов. Другими словами, для нечетных ядер существует запрет для спонтанного деления, причем фактор запрета не имеет систематического хода и лежит в пределах от 10^3 до 10^6 .

Теоретическая интерпретация закономерностей спонтанного деления

Теория должна объяснить три основных экспериментально установленных факта, характеризующих закономерности изменения периодов спонтанного деления различных ядер.

1. Плавное уменьшение периода полураспада ядер с ростом параметра Z^2/A .
2. Кривые параболического вида, отражающие зависимость периода с изменением A при фиксированном Z для четно-четных изотопов.
3. Запрет для спонтанного деления ядер, имеющих нечетные числа Z или N .

Бор и Уилер^{/2/} создали капельную, или гидродинамическую модель ядра. Согласно этой модели, ядро рассматривается как капля несжимаемой жидкости, обладающей равномерной объемной плотностью электрического заряда и примерно одинаковой энергией связи на каждую частицу. Поскольку нуклон на поверхности ядра взаимодействует с меньшим числом нуклонов, чем нуклон, находящийся внутри ядра, то общая энергия связи уменьшается на некоторую величину, пропорциональную поверхности ядра. За счет этого возникает поверхностное натяжение. Стабилизирующее действие

поверхностного натяжения превосходит разрушающее действие электростатических сил отталкивания в ядрах сферической формы. Динамика ядра описывается по аналогии с движением жидкой капли. Вследствие деформации сферической капли возникают периодические колебания поверхности. Можно проанализировать эти колебания и определить их частоты ω_ℓ . Частоту колебаний ядерной поверхности с учетом кулоновских эффектов определил Я.И. Френкель^{/8/}, который получил для ω_ℓ следующее выражение

$$\omega_\ell = \left\{ \ell(\ell-1)[(\ell+2) - \frac{10\gamma}{Z+1}] \frac{u_n}{3r^2 M A} \right\}^{1/2},$$

где γ - отношение кулоновской энергии $E_0 = 3/5 \frac{(Ze)^2}{R}$ к энергии поверхностного натяжения $E_n = 4\pi R^2 \sigma = u_n A^{2/3}$ недеформированного ядра, т.е. $\gamma = \text{const} \frac{Z^2}{A}$; M - масса отдельного нуклона; A - число нуклонов и ядер.

Для $\ell=1$, $\omega_1=0$, так как деформации с $\ell=1$ соответствует смещение капли как целого.

Из формулы следует, что если $\gamma > \gamma_{kp}$, то частоты становятся мнимыми. Это значение оказывается минимальным для $\ell=2$, когда $\gamma_{kp} = 2$.

Если $\gamma > \gamma_{kp}$, то $E_n < E_0$, и ядро неустойчиво к деформациям. Таким образом, условие устойчивости по отношению к поверхностным деформациям будет $3/5 \frac{\ell^2}{r_0} \frac{1}{u_n} Z^2/A < 2$, или $Z^2/A < (Z^2/A)_{kp} = 49$, или, как чаще принято записывать, $\frac{Z^2/A}{(Z^2/A)} = x < 1$. При $x=1$ даже сферическая форма ядра является неустойчивой (ядро "космическое"). Экспериментальные закономерности изменения периодов спонтанного деления с ростом Z^2/A согласуются с предсказаниями капельной модели. Если через значение периодов четно-четных ядер на рис. 1 провести прямую линию, то она пересечет ось абсцисс ($T_{sf} = 10^{-21}$ сек) в области $Z^2/A = 48$, что не противоречит различным оценкам, сделанным по гидродинамической модели.

Теория Бора и Уилера, объясняя общие аспекты деления, правильно описывает процесс в первом приближении, однако в деталях модель жидкой капли не совсем удовлетворительна.

Из наличия запрета для спонтанного деления нечетных ядер $10^3 - 10^8$ по отношению к соответствующим четным ядрам следует, что нечетные ядра имеют более высокий барьер деления, или их форма должна сильнее меняться при прохождении через барьер. С точки зрения модели жидкой капли никакой разницы в высотах барьера четных и нечетных ядер не должно быть. По этой модели все ядра в основном состоянии сферически симметричны, и барьер определяется только величиной X , которая слабо меняется при добавлении одного нуклона. Точно так же невозможно понять, в связи

с чем уменьшается время жизни более тяжелых четно-четных изотопов данного элемента, для которых гидродинамический параметр делимости Z^2/A становится меньше.

В 1955 году была опубликована работа Святецкого^{/10/}, которая хотя и не решает проблему, но представляет собой одну из успешных попыток привести в соответствие с выводами гидродинамической модели экспериментальные данные по периодам спонтанного деления как четно-четных, так и нечетных ядер, и может быть весьма плодотворной для предсказания свойств новых элементов. Святецкий исходит из двух основных предпосылок.

1. Согласно капельной модели, логарифмы периодов спонтанного деления различных изотопов одного элемента должны располагаться на одной прямой, уменьшаясь с увеличением Z^2/A . В действительности имеет место параболическая кривая, и экспериментальные значения логарифмов периодов отклоняются от прямой на величину ΔT .

2. Экспериментальные массы ядер в основном состоянии отличаются от значения, определяемого полуэмпирической формулой Грина^{/11/} на величину $\Delta M = M - M(A, Z)$.

Святецкий использовал гидродинамическую часть формулы Грина, которая не учитывает некоторые энергетические эффекты такие, как оболочечная структура ядер, флуктуация в энергиях спаривания, неоднородность углового и радиального распределений зарядов и др., которые вносят вклад в истинное значение массы ядра.

Оказалось, что между δT и ΔM существуют вполне определенные корреляции, причем каждой миллимассовой единице отклонения массы ($\approx 0,9$ Мэв) соответствует изменение времени жизни в 10^5 раз. Святецкий исправляет наблюдаемые периоды, вводя эмпирическую поправку $K \delta M$ ($K \approx 5$, если δM взята в миллимассовых единицах).

В результате для четно-четных ядер получается плавная зависимость $T_{sf} + K \delta M$ от Z^2/A . Фактически в этой работе показано, что модель жидкой капли очень проста, чтобы объяснить все тонкости процесса деления, поскольку она не учитывает многих деталей структуры ядра.

Очевидно, что для создания точной теории спонтанного деления необходимо рассмотреть и понять поведение ядра в целом, учитывая при этом свойства индивидуальных нуклонов. Гидродинамические представления определяют общий характер зависимости критической энергии деления от атомного номера и массового числа, а отклонения от этих средних величин у различных ядер необходимо объяснить индивидуальным характером ядерных состояний. Уже из факта существования у некоторых ядер больших квадрупольных моментов и низко расположенных ротационных спектров следует, что эти ядра обладают заметной несферичностью. Обобщенная модель успешно объясняет, почему ядра приобретают несферическую, в частности, аксиально-симметричную форму.

Очевидно, что для объяснения своеобразного характера изменения барьеров деления различных ядер, с которым связаны наблюдаемые закономерности в периодах спонтанного деления, необходимо учесть внутреннюю структуру деформированного ядра.

Впервые такой подход к объяснению систематик периодов спонтанного деления был предложен Ньютоном^{/12/} и независимо Уилером^{/8/}, но наиболее полно и плодотворно его развил Юханссон^{/8/}. Идеи Ньютона-Уилера основываются на выводах обобщенной модели ядра, а их дальнейшее развитие непосредственно связано с анализом поведения индивидуальных нуклонов в деформированных ядра, выполненным Нильссоном^{/13/}.

Внутреннее движение нуклонов при аксиальной симметрии ядер характеризуется проекцией полного момента количества движения j на ось симметрии Ω_p . Одночастичные уровни для сферического потенциала, характеризующиеся полным моментом j , распадаются в сфероидальном поле на уровни, соответствующие различным значениям $|\Omega_p|$, причем с ростом деформации расщепление уровней, вырожденных в сферическом ядре, увеличивается.

Таким образом, состояние с моментом j расщепляется на $j + \frac{1}{2}$ состояний, каждое из которых характеризуется величиной Ω_p и определенной четностью. Четность может быть положительной или отрицательной в зависимости от того, будет ли величина орбитального момента нуклона l четной или нечетной при переходе к нулевой деформации (в сферическом ядре).

Состояния, отличающиеся только знаком Ω_p , т.е. направлением вращения относительно оси симметрии, вырождены. Поэтому в несферических ядрах каждые два протона могут образовать "оболочку".

Вращательное движение деформированного ядра характеризуется квантовыми числами I , M и K , т.е. полным моментом и его проекциями на пространственно-фиксированную ось и ось симметрии ядра.

Для симметричных деформаций $K = \Omega = \sum_p \Omega_p$. Все четные нуклоны образуют заполненные оболочки, поэтому в основном состоянии четно-четных ядер спин ядра $K = \Omega = 0$, а для нечетного ядра определяется Ω_p последнего нечетного нуклона: $K = \Omega_p$.

Для точного вычисления положения уровней отдельных нуклонов в сильно деформированном ядре необходимо решить уравнение Шредингера в несферической яме с размытой границей и учесть при этом спин-орбитальное взаимодействие. Решение этой задачи связано с исключительными трудностями, даже если ограничиться сфероидальной формой ямы.

Одночастичные собственные значения и функции рассчитывают на электронной вычислительной машине и сводят в диаграммы. Диаграммы Нильссона в общем построены до $\delta = 0,3$, для некоторых уровней даны значения энергии уровней до $\delta = 0,5$.

Уже при очень небольших деформациях пересекаются термы, происходящие от разных значений j для сферического ядра. В дальнейшем происходит пересечение уровней, принадлежащих разным оболочкам сферического ядра.

В проблеме спонтанного деления наиболее важным вопросом, связанным с диаграммой Нильссона, является поведение нуклонов в точке пересечения уровней. Юханссон высказал предположение, что нуклоны, расположенные парами (с антипараллельными спинами), на одночастичных уровнях способны легко переходить на пересекающие их в процессе деформации свободные уровни, если это энергетически выгодно. Такой переход не запрещен, так как полный спин нуклонов всегда равен нулю, а четность положительна. Это, в свою очередь, приводит к тому, что четно-четное ядро в процессе изменения формы находится почти всегда в наиболее низком энергетическом состоянии.

Совсем иная картина для нечетных ядер. В таких ядрах имеется уровень, на котором находится всего один нуклон с проекцией момента Ω_p , которая является одновременно и спином ядра. С увеличением сфероидальной деформации состояние ядра с наиболее низкой энергией может иметь спин, отличный от Ω_p . Однако поскольку первоначальный спин ядра K должен сохраняться (интеграл движения), то единственными доступными нечетному нуклону уровнями будут уровни с $\Omega_p = K$. Для сохранения момента необходимо затратить определенную энергию (если только уровень последнего нечетного нуклона не опускается круто с увеличением деформации на возбуждение нуклона), а это приводит к эффективному увеличению барьера деления. Юханссон пытался объяснить увеличение скорости деления более тяжелых изотопов данного элемента, оценив изменения величины барьера при добавлении двух нуклонов на определенный одночастичный уровень. В капельной модели в результате добавления одного или двух нуклонов изменяется поверхностная и кулоновская энергия ядра. Это изменение легко определить.

Практически это выполнялось следующим образом:

Изменение высоты барьера по одночастичной модели рассчитывалось с помощью диаграмм Нильссона. Затем оценивалось изменение проницаемости барьера за счет незначительного изменения его высоты. При расчете проницаемости барьера необходимо знать его форму. Юханссон использовал форму барьера, предлагаемую гидродинамической моделью.

Вероятность процесса деления вычислялась по простейшей формуле Бора-Уилера

$$\lambda_f = \text{const} \exp \left[-k \int_{\delta_0}^{\delta_f} \sqrt{N} d\delta \right],$$

где K — массовый коэффициент; N — высота барьера; δ_0 — равновесная деформация; δ_f — деформация в седловой точке.

Учитывая конкретное расположение уровней, автор нашел поправки $\Delta t_{п,af}$ к временам жизни ядер, вычисленным по капельной модели, и показал, что поведение периодов спонтанного деления с учетом этих поправок становится более регулярным. Их значения группируются с некоторым разбросом около прямой линии.

Для нечетных ядер при увеличении деформации энергия нечетного нуклона растет значительно быстрее, чем это следует из гидродинамического рассмотрения. Это приводит к эффективному росту потенциального барьера деления, и, следовательно, к увеличению времени жизни. Такое качественное объяснение причины запрета для нечетных ядер весьма убедительно.

Отклонения экспериментальных данных от оценок по капельной модели, по крайней мере, качественно достаточно хорошо объясняются одночастичными эффектами. В том, что для предсказания периодов спонтанного деления по методу Юханссона необходимо оценить деформации в основном состоянии и в седловой точке для каждого ядра, существует большая трудность. Кроме того для неизвестных ядер с $Z > 100$ и $N > 156$ необходимо знать протонные и нейтронные уровни. Поэтому не удивительно, что попытка Юханссона рассчитать периоды полураспада 102 и 104 элементов привела к существенному расхождению с экспериментальными данными. Так, для изотопа 102 элемента с массовым числом 256 теоретически был предсказан период спонтанного деления 0,02 сек, а на опыте он оказался равным $1,5 \cdot 10^3$ сек; для 104^{260} расчет дал $5 \cdot 10^{-6}$ сек, а данные опыта — 0,3 сек.

Однако заслуживает внимания вывод, сделанный на основании расчетов Юханссона, о локальном характере падения периодов спонтанного деления ядер вблизи подоболочки $N = 152$, возникающего за счет разрежения нейтронных уровней 76 и 77. Эти эффекты должны значительно уменьшаться для $N > 158$, и поэтому периоды спонтанного деления возрастут с увеличением N в соответствии с положением модели жидкой капли, т.е. возможно существование относительно долгоживущих изотопов, особенно вблизи оболочки $N = 184$.

Подводя итоги, следует отметить, что несмотря на определенные успехи теории в объяснении существующих закономерностей, проблема оценки свойств ядер наиболее тяжелых изотопов и новых элементов еще не решена до конца и лишь приближенные представления о времени жизни новых ядер по отношению к спонтанному делению можно получить на основании экстраполяции эмпирических закономерностей. На рис. 2

приведен график зависимости T_{sf} от A спонтанно делящихся ядер. Видно, что наличие нейтронной подоболочки $N=152$ привело к резкому падению периодов полураспада для изотопов с $N > 152$. Уход от подоболочки к еще большим числам нейтронов в ядре, возможно, вновь приведет к возрастанию стабильности ядер. Определить, где находится эта область, сейчас невозможно. На этот вопрос и пытаются ответить в лабораториях, занимающихся синтезом трансурановых элементов.

В недавней работе Вайолы и Вилкинса^{/14/} предпринята попытка получить полуэмпирическую формулу для оценки времени жизни тяжелых элементов. Эта работа представляет собой дальнейшее развитие расчетов Святецкого-Дорна и Юханссона.

Предполагается, что барьеры деления плавно изменяются в зависимости от параметра делимости Z^2/A . Зависимость барьера деления E_f от Z^2/A можно записать в виде

$$E_f = f(Z^2/A) = a \lg T_{sf} + b.$$

В качестве исходных данных для получения коэффициентов a и b используются экспериментальные результаты по барьерам деления и периодам спонтанного деления четно-четных ядер. Найдено, что для четно-четных ядер лучшее согласие получается для следующих коэффициентов: $\lg T_{sf} = 6,884$, $E_f = 21,5$; здесь T_{sf} время, годы, а E_f — барьер деления, мэв.

Отсюда следует, что при изменении высоты барьера на 1 мэв период полураспада меняется на $10^{6,884}$.

Когда происходит деформация ядра, то в седловой точке структура основного состояния, очевидно, искажается, для чего требуется дополнительная энергия, что эквивалентно эффективному увеличению гидродинамического барьера. Экспериментальной мерой изменения высоты барьера δE_f за счет различных ядерных эффектов является отклонение экспериментальной массы, $M_{\text{эксп}}$, от плавной массовой гидродинамической поверхности $M(A, Z)$, т.е.

$$\delta E_f = \delta m = M(A, Z) - M.$$

Тогда

$$\lg T_{sf} = 6,884 \cdot E_f + 6,884 \delta m - 21,5. \text{ Или}$$

$$\lg T_{sf} = -3,344 Z^2/A + 133,86 + 6,884 \delta m.$$

В отличие от Святецкого и Дорна^{/10,15/}, которые использовали простейшее выражение для массы $M(A, Z)$, включавшее объемный, поверхностный, кулоновский и симметричный члены, авторы рассматриваемой работы^{/14/} вводят поправки на дополнительную стабильность ядра, обусловленную деформацией в основном состоянии. Таким образом, изменение структуры каждого ядра учитывается членом δm , представляющим собой разность между экспериментальной массой и суммой гидродинамической

массы для сферического ядра и поправочного члена, учитывающего начальную деформацию, т.е.

$$\delta m = M(A, Z) - M = M_{\text{эксп.}} + M_{\text{гидр.}} - M_{\text{деф.}}$$

"Экспериментальные" массы рассчитываются на основании замкнутых циклов энергии распада, для $M_{\text{гидр}}$ используется массовая формула Зигера^{/18/} без поправок на оболочки и деформацию, а $M_{\text{деф}}$ получается из согласования $\lg T_{\text{sf}}$ с экспериментальными данными по периодам известных четно-четных изотопов.

На рис. 3 приведены графики зависимости $\lg T_{\text{sf}}$ от N для различных элементов. Для изотопов между U и Fm ошибка в T_{sf} не превышает 3,9 раза, что соответствует неточности в определении массы ≈ 86 кэв.

Хорошее согласие получено и для новых изотопов Cf^{256} ($T_{\text{эксп}}$ от 8 до 30 дн, $T_{\text{расч}} = 2,4$ дня), Fm^{257} (эксп. -100 ± 20 лет, расч. -65 лет), 102^{256} (эксп. -25 мин, расч. $-1,9$ час), 104^{260} (эксп. $-0,3$ сек, расч. $-0,21$ сек для α -распада и $1,2$ сек для T_{sf}).

Для Fm^{258} расчетные данные $T_{\text{sf}} \approx 5$ час. Известные в литературе данные для $T_{\text{sf}} = 11$ дн, как недавно установлено, оказались ошибочными. То же самое относится к 102^{254} ($T_{\text{sf расч}} = 15$ дн, $T_{\text{эксп}} = 6$ сек $-$ ошибочные данные).

Существенным выводом, к которому пришли авторы работы, является предсказание существования островка относительной устойчивости ядер выше нейтронного числа 180. Особенно это касается замкнутой нейтронной оболочки $N = 184$, где устойчивость к спонтанному делению должна быть очень большой. Ядра с $N > 184$, очевидно, будут жить чрезвычайно мало как в отношении спонтанного деления, так и α -распада.

Особый интерес представляет ядро 126-го элемента с массовым числом 310, содержащее 126 протонов и 184 нейтрона. Если существуют замкнутые оболочки $Z = 126$ и $N = 184$, что представляется весьма вероятным, то дважды магическое ядро 126^{310} должно быть плотно упакованным.

Святецкий произвел оценки величины барьера деления для этого ядра и получил значение 10 Мэв.

Вероятность туннельного проникновения сквозь такой высокий барьер очень мала, и период спонтанного деления должен быть не меньше, чем период спонтанного деления урана (барьер около 5 Мэв.) Энергия α -распада ядра 126^{310} , по оценкам, должна составлять около 12 Мэв. Тем не менее период полураспада может достигать достаточно большой величины (часы и более).

III. Спонтанное деление из аномальных возбужденных состояний

Как следует из первой части обзора, вероятность спонтанного деления ядер из основного состояния зависит от деформации ядер, конфигурации нуклонных уровней, спина, четности и т.д. Поэтому естественно ожидать, что для возбужденных состояний, которые характеризуются не только энергией, но и изменением других параметров ядра, вероятность спонтанного деления должна существенно изменяться. Экспериментальное изучение процессов такого типа сильно затрудняется из-за значительной конкуренции со стороны других видов распада. Для возбужденных состояний, очевидно, основным конкурирующим процессом является γ -излучение, происходящее за времена $10^{-12} - 10^{-14}$ сек при отсутствии запретов. Поэтому наблюдение спонтанного деления становится возможным лишь тогда, когда вероятность его велика или когда имеется большой запрет для γ -излучения в силу тех или иных факторов.

В тех случаях, когда изучается деление ядер при энергиях возбуждения, несколько меньших энергии активации (подбарьерное деление), вероятность деления сравнивается с вероятностью испускания γ -квантов.

Так, например, при захвате тепловых нейтронов торием- $^{232}/^{17/}$ энергия возбуждения ниже барьера примерно на 1 Мэв. Сечение деления при этом составляет $(0,06 \pm 0,02) \cdot 10^{-27}$ см² при полном сечении захвата теплового нейтрона порядка 10 бари. Хотя энергия возбуждения составного ядра ^{233}Th четко определена, и спин начального состояния может принимать только два значения $\pm \frac{1}{2}$, тем не менее проведение количественных расчетов вероятности деления ^{233}Th , например, по модели Юханссона крайне затруднительно из-за больших неопределенностей в поведении нуклонных уровней и невозможности точного учета барьера деления.

Вторая возможность - спонтанное деление из возбужденных состояний при энергии возбуждения несколько Мэв и большом запрете для γ -излучения - представлялась крайне маловероятной.

Однако в 1981 году С.М. Поликанов с сотрудниками ^{/18/}, используя высокочувствительные методы индикации актов спонтанного деления и большие интенсивности ускоренных многозарядных ионов (C, N, O¹⁶, Ne) на циклотроне ОИЯИ, наблюдали спонтанное деление ^{242}Am из возбужденного состояния.

В дальнейшем работы в этом направлении проводились рядом групп как в Советском Союзе (ОИЯИ), так и в других странах. Результаты экспериментов, полученные к настоящему времени, в основном сводятся к следующему:

1. Спонтанное деление из возбужденных состояний, по-видимому, широко распространенное явление. Уже теперь известно 7 изомеров ^{/19/} (^{242}Am , ^{240}Am , ^{244}Am ,

№²²⁸, см. рис. 2), хотя методика, применяемая в экспериментах, давала возможность регистрировать спонтанное деление ядер лишь в сравнительно узком диапазоне времен (от 10^{-3} сек до 10^4 сек) и исследовать ограниченное число изотопов.

2. Во всех случаях спонтанное деление из возбужденных состояний происходит значительно быстрее, чем из основного состояния. Для отдельных изотопов фактор ускорения достигает $10^{20} - 10^{24}$.

3. Изомерное отношение во всех исследованных реакциях составляет очень малую величину (от 10^{-3} до 10^{-5}). Это обусловлено малой величиной вероятности образования данного состояния, а не конкуренцией с α -распадом и испусканием γ -квантов. Опыты по обнаружению ветви α -распада и γ -излучения, проведенные в ОИЯИ и в Беркли^{/21/}, показали, что учет конкурирующих процессов распада не может увеличить изомерное отношение более, чем в 20-40 раз.

4. Спонтанно делящиеся изомеры получаются не только в ядерных реакциях с тяжелыми ионами, но и в реакциях с α -частицами, дейтронами и нейтронами с энергией 14 Мэв.

5. Энергия возбуждения состояния, из которого происходит спонтанное деление, по-видимому, невелика. В частности, для наиболее изученного изомера Am^{242} в опытах с дейтронами показано, что энергия возбуждения не превышает 2 Мэв^{/20/}.

6. Энергетический спектр осколков деления в пределах точности эксперимента не отличается от подобного спектра осколков при делении Am^{241} тепловыми нейтронами^{/25/}.

По мере экспериментального изучения спонтанного деления ядер из возбужденных состояний создавались различные гипотезы для их объяснения. После первых работ С.М.Поликанова и др.^{/18/} Слив^{/22/} и Пекер^{/23/} выдвинули гипотезу, согласно которой энергия изомерного уровня составляет 3-4 Мэв, что необходимо для объяснения увеличения вероятности деления примерно в 10^{20} раз. Спин этого уровня, по их предположению, должен быть очень большим ($20-24 \hbar$) для того, чтобы объяснить малую вероятность испускания γ -квантов.

Однако дальнейшие эксперименты не подтвердили эти гипотезы - энергия возбуждения изомерного уровня Am^{242} не превышала 2 Мэв, а спин, оцененный из экспериментов с нейтронами, едва ли может достигать столь больших значений.

Несколько иной подход к проблеме изомера содержится в работе Д.Ф.Зарецкого и М.Г.Урина^{/24/}, которые предположили, что энергия возбуждения уровня невелика, а вероятность деления повышается за счет уменьшения эффективной массы, способствующего туннельному проникновению сквозь потенциальный барьер. Однако эта гипотеза

находится в противоречии с экспериментальными результатами Ванденбоша и др.

Авторы этой работы пытались обнаружить спонтанное деление из известного 34 мсек изомерного состояния Sm^{244} с энергией 1042 кэв, образующегося при β -распаде Am^{244} , которое соответствует разрыву пары нейтронов, связанных в основном состоянии. При разрыве пары нуклонов массовый коэффициент в изомерном состоянии должен быть меньше, чем в основном состоянии. За счет этого должно происходить уменьшение времени жизни для спонтанного деления в 10^{15} - 10^{20} раз, т.е. ожидалось, что период спонтанного деления изомера Sm^{244} составит секунды, а эксперимент дал нижнюю границу $\geq 1,4 \cdot 10^2$ лет.

Вместе с тем, как следует из первой части, заметное ускорение спонтанного деления может вызываться ходом уровней, или изменением деформации. Например, фактор ускорения при переходе от Cf^{250} к Cf^{254} составляет $\approx 10^7$.

Поэтому в качестве рабочей гипотезы может быть выдвинуто предположение о том, что ядро кроме основного состояния с деформацией β_0 и определенным расположением уровней может находиться в возбужденных состояниях, в которых либо начальная деформация существенно отлична от β_0 , либо расположение нуклонных уровней таково, что это помогает делению. Эта гипотеза, которая была обсуждена в частной дискуссии с О. Бором в 1964 г., очень трудно поддается количественным расчетам, так как требует точного учета энергии всех нуклонов при различных деформациях ядра, а также зависимости проницаемости барьера от деформации.

Если это состояние существенно отличается по деформации или конфигурации уровней от основного состояния, то так называемое изомерное отношение будет сильно зависеть от способа получения изомера. В частности, нам представляется не исключенным, что необычность (аномальность) изомерного состояния связана с аномальностью начального состояния, которое образуется в первой фазе ядерной реакции, т.е. не все каналы ядерной реакции в начальной и дальнейших стадиях приводят к одинаковой вероятности появления изомерного аномального состояния.

Эта гипотеза еще более трудно поддается теоретическому анализу. Однако ряд качественных заключений может быть сделан на основании самых общих соображений.

В частности, с этой точки зрения изомерное отношение при захвате тепловых нейтронов в реакции $\text{Am}^{241} (n, \gamma) \text{Am}^{242}$ должно быть очень малым, так как спин ядра изменяется на $\pm \frac{1}{2} \hbar$, а прямые реакции отсутствуют. Эксперименты позволили оценить только граничное значение изомерного отношения, которое составляет 10^{-7} .

С увеличением энергии падающих частиц должно увеличиваться число начальных каналов реакции и вероятность прямых процессов. Это должно приводить к резкому

увеличению изомерного отношения в ядерных реакциях, вызываемых протонами с энергией в несколько сотен Мэв.

В случае образования компаунд-ядер большие возбуждения начального ядра должны также приводить к более высокому изомерному отношению. В реакциях с тяжелыми ионами, протекающих через составное ядро, появляется очень большое число каналов и изомерные отношения должны возрастать.

Если эта гипотеза, объясняющая наблюдаемые явления, окажется правильной, то возбужденные состояния такого типа могут осуществляться и для других ядер в различных областях таблицы элементов. Для более легких ядер эти состояния не будут распадаться путем спонтанного деления, но зато могут возникнуть необычные виды α -распада, аномальные γ -переходы и т.д.

Л и т е р а т у р а

1. C.Gallagher, J.Rasmussen. J. Inorg. and Nucl. Chem., 3, 333 (1957).
2. N.Bohr, J.Wheeler. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
3. К.А.Петржак, Г.Н.Флеров. Эксперим. и теор. физ. 10, 1013 (1940).
4. E.W.Titterton, T.A.Brinkley. Nature, 187, 228 (1960).
5. Н.А.Перфилов и др. В кн. "Физика деления атомных ядер", М., Атомиздат, 1962.
6. Дж. Уилер, В сб. "Нильс Бор и развитие физики", М. Изд-во иностр. литературы, 1958 г., стр. 214.
7. T.Sasakawa, M.Yacuno. Progr. Theor. Phys., 20, 315 (1968).
8. S.A.E.Johannsson. Nucl. Phys., 12, 449 (1959).
9. Ya.Frenkel. Phys. Rev., 55, 987 (1939).
10. W.J.Swiatecki. Phys. Rev., 100, 937 (1955).
11. A.E.Green. Phys. Rev., 95, 1006 (1954).
12. J.O.Newton. Progr. in Nucl. Phys., 4, 234 (1955).
13. С.Нильсон. В сб. "Деформация атомных ядер", изд-во иностр. лит., 1958 г.
14. V.E.Viola, B.Wilkins, Preprint ANL, Fission Barriers and Lifetimes in the Trans-Radium Elements", 1965.
15. D.W.Dorn. Phys. Rev., 121, 1740 (1961).
16. F.A.Seeger. Nucl. Phys., 25, 1 (1960).
17. Е.И.Корнеев и др. Эксперим. и теор. физ., 37, 41 (1959).
18. С.М.Поликанов и др. Эксперим. и теор. физ., 42, 1454 (1962).
19. С.М.Поликанов и др. Эксперим. и теор. физ., 44, 804 (1963).
Эксперим. и теор. физ., 40, 1261 (1961).
- Г.Н.Флеров и др. ЖЭТФ, 45, 1396 (1963).

- А.Ф. Ливев и др. Препринт ОИЯИ Д-1682, Дубна, 1964.
- Ю.В. Лобанов и др. Препринт ОИЯИ Д-1801, Дубна, 1964.
- Е.К. Хайд. Частное сообщение.
20. S.N. Flerov et al. Rev. Roum. Phys., 10, 217 (1965).
21. Стивенс, Даймонд. Частное сообщение.
22. Л.А. Слив, Ю.И. Харятонов. ЖЭТФ 46, 811 (1964).
23. Л.К. Пекер. Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 298 (1964).
24. М.Г. Уриц, Д.Ф. Зарецкий. Докл. С. 382а Конгресс по ядерной физике, Париж 1964 г.
25. R. Vandenbosh et al. J. Inorg. Nucl. Chem., 26, 219 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 января 1966 г.

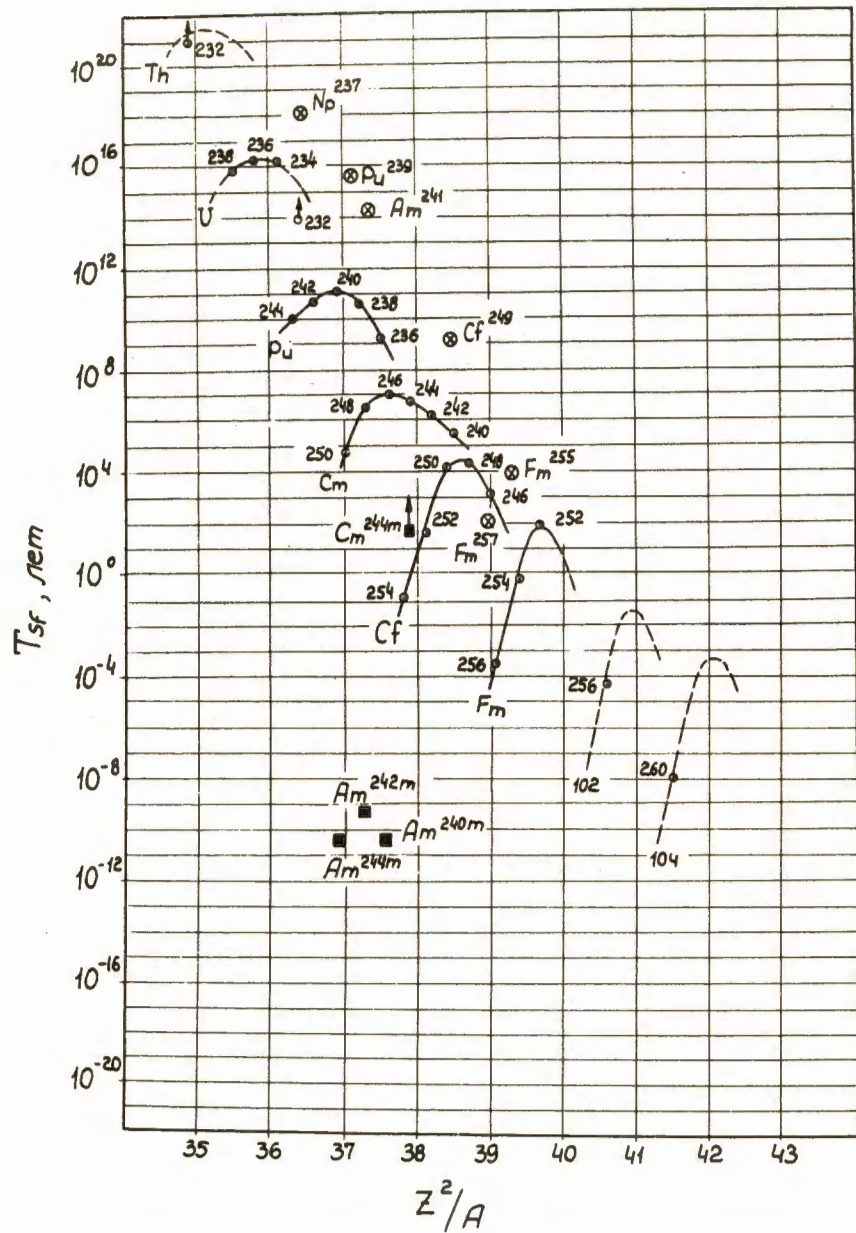


Рис. 1. График зависимости T_{sf} от Z^2/A спонтанно делящихся ядер. ■ - спонтанно делящиеся возбужденные состояния.

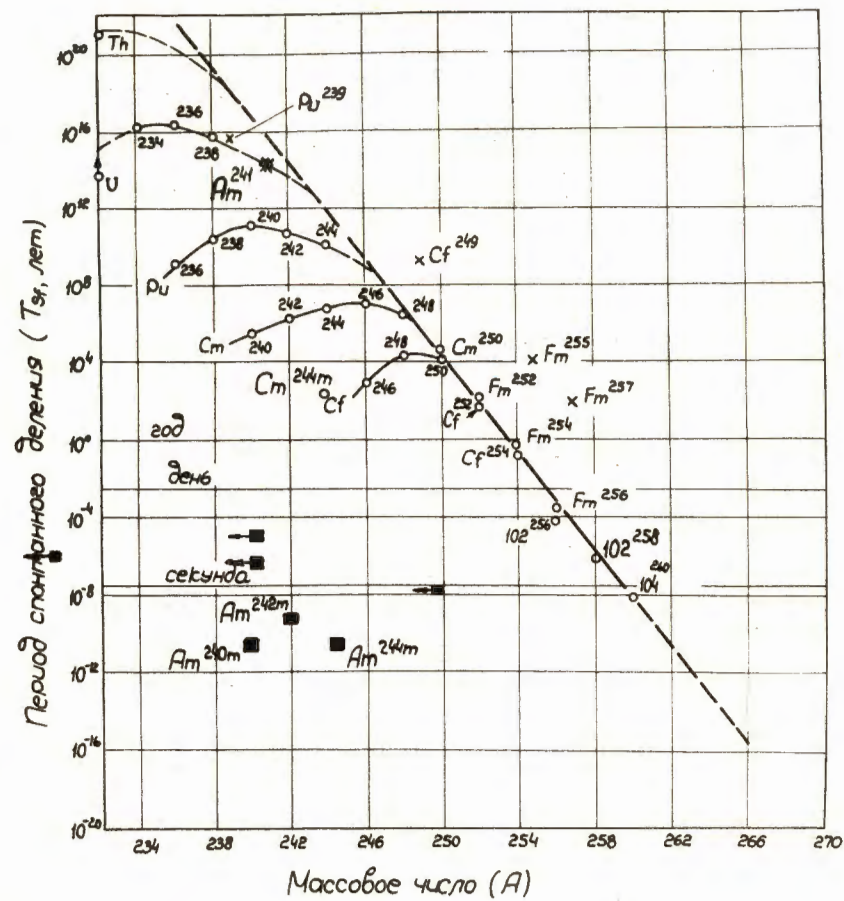


Рис. 2. График зависимости T_{sf} от A спонтанно делящихся ядер. ■ - спонтанно делящиеся возбужденные состояния.

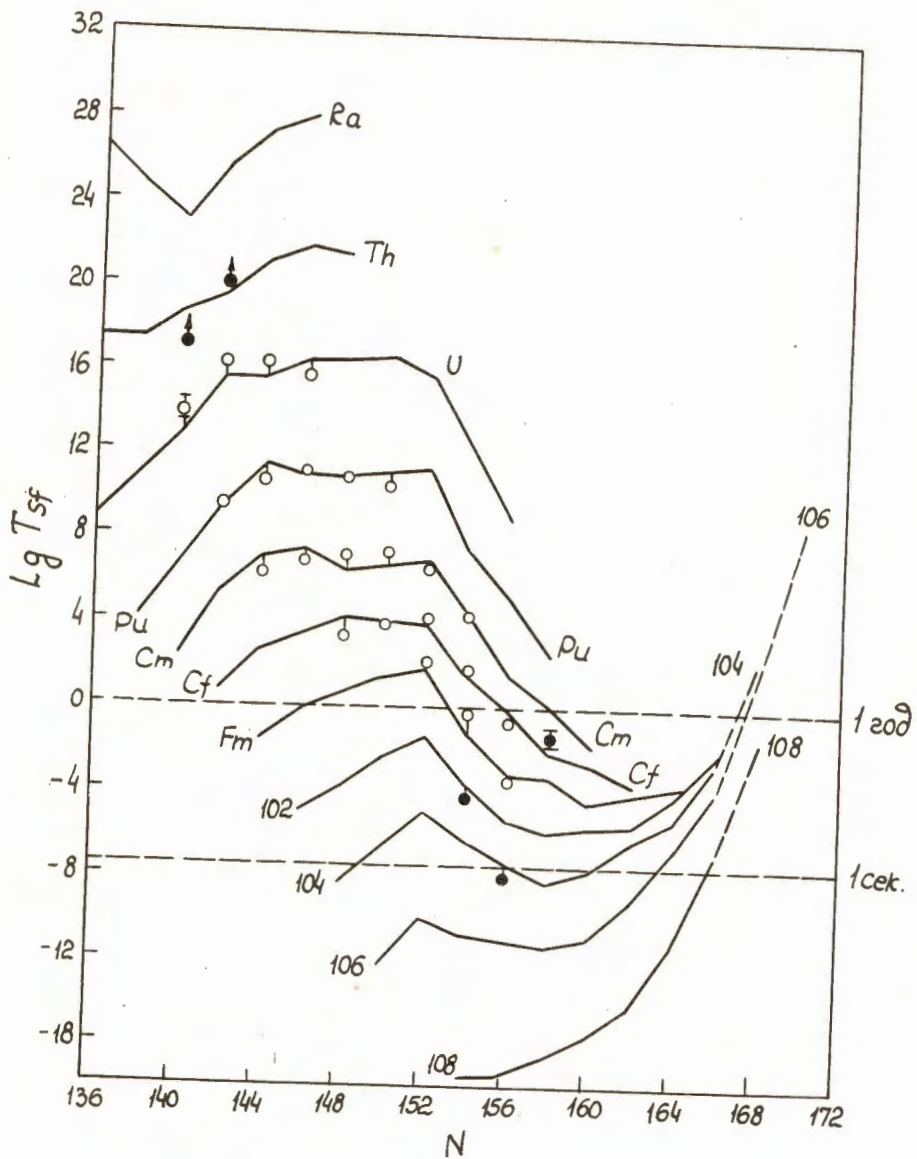


Рис. 3. График зависимости $\lg T_{sf}$ от N спонтанно делящихся ядер.