

11
об-71



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Г.Н. Флеров, В.А. Карнаухов

P-1094

ЭФФЕКТ БОЛЬШИХ УГЛОВЫХ МОМЕНТОВ
В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Доклад, представленный на международный симпозиум по прямым
взаимодействиям и механизмам ядерных реакций (Падуя)

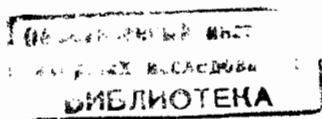
Дубна 1962 год

Г.Н. Флеров, В.А. Карнаухов

P - 1094

ЭФФЕКТ БОЛЬШИХ УГЛОВЫХ МОМЕНТОВ
В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Доклад, представленный на международный симпозиум по прямым
взаимодействиям и механизмам ядерных реакций (Падуя)



Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Рассматривается общая картина реакций с тяжелыми ионами при наличии высокого углового момента. Отмечается его влияние на: а) вероятность слияния взаимодействующих ядер; б) механизм распада составного ядра и характеристики его излучения; в) конечные продукты реакции.

а) Приводятся данные, указывающие на то, что вероятность образования составного ядра с высоким спином может быть ниже расчетной из-за процессов прямого взаимодействия. Иногда слияние запрещено энергетически.

б) Обсуждается вопрос о том, какими путями из вращающегося возбужденного ядра уносится угловой момент. Указывается на существенную роль γ -излучения в этом процессе. Приводятся данные о спектрах и угловых распределениях нуклонов и α -частиц. Отмечается неудовлетворительность теоретического описания особенностей распада вращающихся составных ядер. Делается предположение о возможной поляризации нуклонов, испаряющихся из таких ядер.

в) Отмечается, что в реакциях с тяжелыми ионами с большой вероятностью могут образовываться ядра в изомерных состояниях сложной структуры с большими спином и энергией возбуждения. Приводятся данные о полученных таким образом аномальных изомерах, распадающихся путем α -распада и спонтанного деления.

G.N.Flerov, V.A.Karnaukhov

EFFECT OF LARGE ANGULAR MOMENTA IN NUCLEAR REACTIONS INDUCED BY HEAVY IONS

Abstract

A general picture of reactions induced by heavy ions is considered, provided there is a large angular momentum. Its influence is shown:

a) on the probability of the fusion of the interacting nuclei; b) on the decay mechanism of a compound nucleus and its radiation characteristics;

c) on the finite reaction products;

a) The data are given which show that the probability of forming a compound nucleus with a high spin may be lower than the theoretical one due to the processes of a direct interaction. Sometimes the fusion is energetically forbidden.

b) The problem is discussed as to how the angular momentum is carried away from a rotating excited nucleus. An essential role of γ -radiation in this process is indicated. The data are presented on the spectra and angular distributions of nucleons and α -particles. It is shown that the theory describes unsatisfactorily the peculiarities of the decay of the rotating compound nuclei. An assumption is made concerning a possible polarization of nucleons evaporating from such nuclei.

c) It is pointed out that in the reactions induced by heavy ions the probability of generating nuclei in the isomeric states of a complex structure, which have a large spin and a high excitation energy is great. The data are given on the anomalous isomers thus obtained which decay by the α -particle emission and by a spontaneous fission.

1. Уже неоднократно отмечалось, что тяжелые ионы дают уникальные возможности в отношении исследования ядерных систем с высоким угловым моментом. Если в качестве бомбардирующих частиц использовать нейтроны, протоны с энергией 5-10 Мэв, то мы будем иметь дело с состояниями, величина углового момента которых равна нескольким \hbar . Работая с тяжелыми ионами, мы имеем возможность исследовать состояния, величина углового момента которых измеряется уже десятками \hbar . В таблице 1 для иллюстрации приведены значения максимального углового момента составного ядра, образующегося при слиянии различных ионов с энергией 8 Мэв/нуклон с ядром Ni .

Частица	P	a	C^{12}	Ne^{20}	Ar^{40}
L_{max}	3	16	48	75	104

В настоящее время экспериментаторы используют для ускорения тяжелых ионов электростатические, линейные ускорители, циклотроны и имеют в распоряжении ионы вплоть до Ar с энергией до 10 Мэв/нуклон. Ускорение более тяжелых ионов типа Kr , Br и Xe - ближайшая задача.

Реакции, вызываемые тяжелыми ионами, чрезвычайно многообразны. В настоящем обзоре мы остановимся на эффектах высокого углового момента для таких реакций, которые, в конечном счете, приводят к полному, либо частичному слиянию ядер.

Высокий угловой момент сказывается на всех этапах реакции: влияет на вероятность образования составного ядра, сказывается на механизме его распада, характеристиках излучения и конечных продуктах реакции.

II. Прежде всего рассмотрим первый этап реакции - акт соударения ядер. При относительно небольших параметрах соударения и энергии, большей кулоновского барьера, вероятно, происходит полное слияние и образование составного ядра с определенными энергией возбуждения и угловым моментом. При параметрах соударения, близких к максимальному, картина усложнится, полного слияния взаимодействующих ядер может не произойти. Дело в том, что величина центробежных сил может оказаться больше величины силы притяжения, возникающей при частичном перекрытии объемов сталкивающихся ядер. В результате определенная доля полного сечения будет потеряна для процесса образования составного ядра, а реализуется в виде реакций передачи одного или нескольких нуклонов, α - частиц и комплексов из них.

Возникает вопрос, как быстро происходит слияние ядер при наличии высокого углового момента. Происходит ли это за "ядерные времена" порядка 10^{-21} сек или же процесс затягивается? Общеизвестны опыты канадских физиков ^{/1/}, которые, исследуя взаимодействие $C+C$, пришли к выводу о том, что слиянию ядер предшествует образование "квазимолекулярной" системы, живущей относительно долго. Мы не будем подробно обсуждать работы,

связанные с эти вопросом. Они настолько интересны, что требуют к себе особого внимания. В свете этих работ нам кажется разумной постановка вопроса о том, не является ли "квази-молекулярная" система обязательным этапом на пути образования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами. Ответ можно, вероятно, получить, если проанализировать угловое распределение для реакций передачи нуклонов. Если образуется "квази-молекулярная" система, то одним из каналов ее распада помимо слияния ядер будут реакции передачи. Угловое распределение продуктов распада такой системы должно быть симметрично в системе центра масс. Эксперимент такой симметрии не обнаружил. Опыты по исследованию захвата одного нейтрона, проведенные Волковым и др. еще в 1957 г.^{/2/}, показали, что легкий продукт реакции вылетает в узком интервале углов, близких к углу резерфордовского отклонения, который соответствует краевому соударению ядер. Аналогичная картина имеет место и в случае реакций передачи нескольких нуклонов^{/3/}. Для иллюстрации на рис. 1 показаны результаты, полученные недавно в нашей лаборатории Е.Д. Донцом и Г. Кумпфом. Они исследовали угловые распределения тяжелых продуктов реакций передачи многих нуклонов при взаимодействии Ne^{22} и Th . На рисунке показаны угловые распределения ядер Th^{227} (реакция срыва 5 нейтронов) и Ac^{224} (реакция срыва 1 протона и 7 нейтронов). Видно, что угловое распределение имеет четкий максимум вблизи угла резерфордовского отклонения (помечен стрелкой). Максимумы не совпадают, это, вероятно, результат того, что участие ядерных сил искажает кулоновские траектории. Эти данные, по-видимому, свидетельствуют о том, что "квази-молекулярный" этап реакции в данном случае отсутствует.

Из того факта, что при краевых соударениях происходят различные реакции прямого взаимодействия, вытекает оговорка к таблице 1. Максимальный момент составного ядра вычислялся без учета этого обстоятельства по полуклассической формуле:

$$L_{max} = \frac{R}{h} \sqrt{2\mu(E - B)}$$

Фактическое значение L_{max} будет несколько ниже расчетного, и разница будет тем больше, чем выше L_{max} . При проведении количественной обработки экспериментальных результатов это замечание необходимо учитывать. Пока нет прямых данных ни теоретических, ни экспериментальных о величине L_{max} с учетом эффекта краевых соударений. Указание на важность этого эффекта при энергиях ~ 10 Мэв/нуклон следует из работы Хабарда и др.^{/4/}, в которой измерялся полный выход нейтронов при облучении ряда мишеней ионами C^{12} , N^{14} , O^{16} , Ne^{20} . Большой вклад процессов прямого взаимодействия установлен также в работах Андерсона и др.^{/5/}, Бритта и Квинтона^{/6,7/}. На основании имеющихся данных можно считать, что для средних и тяжелых ядер и ионов (до Ne^{20}) с энергией ≤ 10 Мэв/нуклон сечение образования составного ядра не менее 50% от полного. Это означает, что расчетное значение L_{max} превышает фактическое не более, чем в полтора раза.

III. Проанализируем теперь влияние высокого углового момента на поведение составного ядра. Такое ядро может быть наглядно представлено как нагретая вращающаяся заряженная капля. Полная энергия возбуждения состоит из двух компонент - энергии вращения и "тепловой" энергии:

$$E^* = E_R + E_T \quad E_R = \frac{h^2}{2I} L(L+1)$$

E_R - может составлять существенную долю от E^* . Для примера укажем, что в случае полного слияния ядра O^{16} , имеющего энергию 160 Мэв, и Ni $E^* = 125$ Мэв, а $\bar{E}_R = 40$ Мэв. Может быть реализована такая ситуация, когда вклад энергии вращения еще больше. Заметим, что при данной энергии возбуждения составное ядро не может обладать моментом, большим некоторого критического L_k , которому соответствует $E_R = E^*$. Это означает, что образование составного ядра с $L > L_k$ будет энергетически запрещено. Для относительно легких ядер это замечание существенно уже при использовании таких ионов, которые имеются в распоряжении сейчас.

Следует ожидать, что влияние углового момента на распад составного ядра будет особенно сильно, когда энергия вращения близка к полной энергии возбуждения. Предельный случай здесь - холодное вращающееся ядро: $E_T \approx 0$.

Качественно ясно, что вращение ядра должно сказаться на его равновесной форме. Этот вопрос исследовался теоретически Г.А.Пик-Пичаком^{/9/}, Хисксом^{/10/}, Берингером и Ноксом^{/11/} в различных приближениях. По всей вероятности, при небольших энергиях вращения равновесной формой является сплюснутый эллипсоид, при дальнейшем увеличении углового момента - трехосный эллипсоид^{/9/}. При моментах, которые реализуются сейчас в опытах, можно ожидать значительных равновесных деформаций^{х)}. Поэтому естественно было обнаружить экспериментально этот эффект высокого углового момента. Нокс и др.^{/8,12/} изучали спектры заряженных частиц из реакции $Ni + O^{16}$ для кислорода с энергией 160 Мэв. Ими было обнаружено смягчение спектров как протонов, так и α -частиц относительно расчетных. Первоначально это было приписано снижению кулоновского барьера для испаряющихся частиц за счет деформации. Однако при дальнейшем анализе были отмечены другие факторы, которые могут привести к подобному эффекту.

В работе Вотсона и др.^{/13/} исследовались α -частицы и протоны, возникающие при взаимодействии N^{14} (147 Мэв) с различными ядрами. В этой работе также отмечается смягчение спектра для α -частиц. Нам представляется, что необходимы дополнительные эксперименты для выделения эффекта деформации. Наиболее прямым способом являются, очевидно, исследования распада близких по A и Z ядер, которые имеют одинаковую энергию возбуждения и существенно различные угловые моменты.

При обсуждении общей картины распада вращающегося составного ядра прежде всего возникает вопрос - какова судьба высокого углового момента? Каким образом он уносится из ядра? Рассмотрим сначала ядра, далекие от области делимости. Снятие возбуждения у таких ядер происходит путем испускания нейтронов, протонов, α -частиц. Для определенности ограничимся случаем испарения только нейтронов. На основании квазиклассических статистических расчетов Струтинским^{/14/} было показано, что энергия нейтронов будет, в основном, определяться температурой ядра (для не слишком больших энергий вращения)

$$\bar{E}_n = 2T + \frac{5}{6A} E_{Rmax}.$$

Таким образом к чисто "тепловой" энергии нейтрона $2T$ добавляется небольшая величина, связанная с вращением (температура, конечно, определяется величиной E_T). То небольшое количество экспериментальных данных по спектрам нейтронов, которые сейчас имеются (Брок^{/24/}), подтверждает это заключение. На основании статистических расчетов можно показать^{/14/}, что средний момент, уносимый нейтроном, равен:

х) Деформация ядра связана с изменением суммы кулоновской и поверхностной энергии $\Delta(E_C + E_S)$. Поэтому, строго говоря, $E^* = E_T + E_R + \Delta(E_C + E_S)$.

$$\bar{l}^2 = \frac{2m_n R^2}{h^2} (\bar{E}_n - T).$$

Величина \bar{l} оказывается равной $(2-4)h$ при начальном моменте ядра в несколько десятков h . Таким образом в результате испарения 4-6 нейтронов из ядра будет унесена практически вся энергия возбуждения и только часть полного углового момента. Путем испускания только одних нуклонов оказывается невозможным привести ядро в основное состояние. Было предположено^{/14/}, что остаточный угловой момент уносится излучением каскада сравнительно мягких γ -квантов. Эта гипотеза была подтверждена экспериментально в работах Карнаухова и Оганесяна^{/15/}, Оганесяна и др.^{/16/} и Молленауэра^{/17/}. Теоретически, в рамках статистической модели, вопрос недавно рассматривался Бабиковым^{/18/}.

На рис. 1 показан спектр γ -лучей, возникающих при облучении Cu ионами $\text{O}^{16/16}$. Там же для сравнения показан спектр γ -лучей, возникающих при захвате тепловых нейтронов. Видно, что разница в спектрах очень велика. Наличие высокого углового момента у ядра приводит к значительному смягчению спектра излучения.

Александр^{/19/}, изучая характеристики ядер-отдачи в реакциях с тяжелыми ионами, также пришел к выводу о существенной роли γ -излучения в процессе распада вращающегося составного ядра. Нам думается, что пока получены качественные результаты относительно γ -излучения в реакциях с тяжелыми ионами. Необходимы тщательные опыты по измерению спектров, среднего числа γ -квантов и их углового распределения при различных энергиях возбуждения и угловых моментах исходного ядра.

Хочется отметить новый аспект исследования γ -излучения в реакциях с тяжелыми ионами, который дает выход к спектроскопии уровней с большими угловыми моментами. Если у конечного ядра имеется полоса вращательных уровней, γ -излучение из области сплошного спектра может привести ядро к одному из верхних уровней этой полосы. Этот эффект был обнаружен Мортинага^{/20/} при использовании пучка α -частиц. Такой способ возбуждения уровней вращательной полосы значительно расширяет область ядер, доступных изучению. Он позволит получить спектр вращательных уровней короткоживущих ядер.

Полная энергия, уносимая γ -излучением, в настоящее время определена недостаточно точно. Однако можно сказать, что при угловых моментах составных ядер $30-50 h$ она не менее 10 Мэв. Такой вклад γ -излучения в энергетический баланс распада вращающегося составного ядра приводит к смещению функций возбуждения для реакций с вылетом нейтронов относительно функций возбуждения для аналогичных реакций в отсутствие большого момента. Этот факт наблюдался в^{/19, 21/}.

Следует отметить, что поведение вращающегося ядра после испускания нейтронов мало изучено теоретически. Статистический подход здесь, очевидно, неприменим, поскольку энергия вращения ядра в данном случае составляет основную часть энергии возбуждения. Вероятно, здесь необходимы расчеты с конкретными ядерными моделями, аналогичные тем, которые приведены Пик-Пичаком^{/22/} для расчета спектров нейтронов, вылетающих из ядер с высоким угловым моментом. В^{/22/} вычислялись вероятности испускания частиц составным ядром в рамках модели независимых бесспиновых частиц. Метод, развитый в этой работе, пригоден для любых значений угловых моментов ядра.

Рассматривая случай холодного вращения ($T = 0$), автор пришел к выводу о возможности нового механизма вылета нуклонов из ядра. Суть этого центробежного механизма

в следующем: при $L \neq 0$, а $T=0$ часть нуклонов перемещается на более высокие уровни ямы так, чтобы полный момент системы равнялся заданному значению. Для достаточно большого момента часть нуклонов окажется выше края ямы и может быть испущена ядром. Для нейтрона этот процесс возможен при такой энергии вращения, которая больше некоторой критической величины $(E_R)_K = \frac{B^2 A}{10 V}$, где B - энергия связи нейтронов, A - массовое число, V - глубина потенциальной ямы.

Нам представляется чрезвычайно интересным исследовать распад возбужденных ядер в состояниях, близких к холодному вращению.

Как уже указывалось, вращение ядра слабо сказывается на энергетическом спектре испаряющихся нуклонов. Другая характеристика излучения - угловое распределение - более чувствительна к величине углового момента ядра. Угловая анизотропия частиц появляется как следствие зависимости плотности уровней ядра от момента ^{/23/}. В рамках статистической теории степень анизотропии определяется величиной $\frac{L^2 \ell^2}{I^2 T^2}$. Экспериментальное исследование угловых распределений в реакциях с тяжелыми ионами проводилось во многих работах (см., например, ^{/7/, /12/, /13/, /24/}). Было установлено, что, по крайней мере, основная часть нейтронов возникает при распаде составного ядра и имеет симметричное вперед-назад угловое распределение. Однако оказалось, что степень асимметрии $\left(\frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)} \right)$ существенно больше, чем следует из расчетов по статистической модели ядра. Подобное расхождение с расчетом отмечалось также для заряженных частиц.

Угловые распределения протонов и α -частиц изучены более детально. Их анализ показывает, что излучение состоит из двух компонент: первая, "испарительная", имеет симметричное вперед-назад угловое распределение; вторая связана с процессом прямого взаимодействия, ее угловое распределение имеет пик в области малых углов. Для заряженных частиц отмечено еще одно несогласие с расчетами по статистической теории: степень анизотропии "испарительной" компоненты уменьшается с увеличением энергии частиц. Указанные расхождения расчетов с опытом должны привлечь внимание как экспериментаторов, так и теоретиков.

Нам хотелось бы теперь отметить некоторые новые экспериментальные возможности, осуществление которых позволит с одной стороны более четко проследить влияние высокого углового момента на распад ядра, а с другой стороны получить качественно новые результаты. При соударении тяжелого иона с мишенью возникают ядра с угловыми моментами, различными по величине (от 0 до L_{max}) и направлению (анизотропно в плоскости, перпендикулярной пучку). Представляется экспериментально возможным выделить из всей совокупности возникающих в реакции ядер те, угловой момент которых по величине и направлению определен в большей степени. Такая возможность возникает, если использовать реакции частичного слияния, которые происходят при краевых соударениях и приводят, например, к вылету α -частиц. Фиксация энергии и направления α -частицы выделит такие ядра, захватившие остаток иона, угловой момент которых перпендикулярен плоскости пучка и α -частицы. Величина момента будет близка к $L_{max} - \ell_\alpha$.

Здесь нам хочется отметить, что нейтронное излучение ядра с высоким угловым моментом может быть в значительной степени поляризовано. Степень поляризации будет

зависеть от величины спин-орбитальной связи в возбужденном ядре. При условии сильной спин-орбитальной связи по нашей оценке степень поляризации

$$P = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = (\exp[\frac{\hbar^2 L}{IT}] - 1) / (\exp[\frac{\hbar^2 L}{IT}] + 1)$$

N_1, N_2 - интенсивности нейтронов, поляризованных по угловому моменту ядра и против соответственно, L - угловой момент ядра. Для ядра Kr^{76} с энергией возбуждения ≈ 75 Мэв и $L = 50$ получается $P \approx 0,4$. Такое ядро будет получаться при облучении Ni ионами Ne^{20} с энергией 125 Мэв по реакции $Ni + Ne \rightarrow Kr + \alpha$. Регистрация α -частицы под некоторым углом выделит поляризованные ядра Kr . При этом цель будет достигнута конечно только в том случае, если другие каналы реакции (допустим вылет двух α -частиц) будут исключаться аппаратурой. Для выделения поляризованных возбужденных ядер можно использовать и другие реакции частичного слияния, например, с вылетом Be . Пока еще неясно, насколько надежно удастся это сделать. Необходимо детальное исследование вероятностей различных реакций с вылетом "прямых" α -частиц, их угловых распределений в более широком диапазоне ядер и энергий ионов, чем это было сделано до сих пор.

Эксперименты по исследованию поляризации нейтронов из вращающихся ядер представляются нам очень сложными, однако мы думаем, что их положительный результат с лихвой окупит эти трудности, поскольку откроет новый подход к исследованию спин-орбитального взаимодействия нуклона с ядром.

Коснемся теперь кратко влияния углового момента на протекание реакции в том случае, когда основным типом распада возбужденного ядра является деление. Довольно большое внимание было уделено изучению угловой анизотропии осколков деления. Помимо теоретических работ ^{/25,26/} к настоящему времени выполнен ряд экспериментальных работ ^{/27/}, результаты которых достаточно хорошо согласуются с картиной, ожидаемой на основе теоретических представлений. По-видимому, сейчас уже можно говорить о правильности предположения о том, что угловая анизотропия осколков определяется статистическим распределением угловых моментов между внутренним и коллективным движением в тот момент, когда ядро находится в седловой точке.

В ряде теоретических работ ^{/8,10/} анализировался вопрос о влиянии углового момента ядра на барьер деления. Наиболее полно этот вопрос был исследован в работах Пик-Пичака, который помимо определения поправок к барьеру деления за счет вращения указал также область применения развитой теории, что не было сделано в других работах. Было предсказано, что вращение ядра должно уменьшать барьер деления.

Гилмором ^{/28/} была сделана попытка экспериментально установить влияние углового момента на барьер деления. Используя различные тяжелые ионы и мишени, Гилмор получал одно и то же возбужденное ядро в состояниях с различными угловыми моментами. Было обнаружено, что с возрастанием углового момента вероятность деления действительно увеличивается.

Если говорить о дальнейшем исследовании влияния углового момента на процесс деления, то следует указать на желательность изучения зависимости спектра масс осколков от массы делящегося ядра, его энергии возбуждения и спина. Нельзя исключить, что наличие большого углового момента приводит к появлению новых типов деления с существенно отлич-

ной степенью асимметрии осколков по массе. Предварительные эксперименты, проведенные недавно в Дубне, дают указание на такой эффект. Важно также непосредственно экспериментально установить, каким образом угловой момент делящегося ядра распределяется между относительным движением осколков и их внутренними степенями свободы. О спине осколков можно будет судить, если удастся определить угловое распределение нуклонов, вылетающих из возбужденных осколков.

1У. Остановимся еще на одной особенности реакций, связанной с большим угловым моментом. Эта особенность открывает новые возможности для ядерной спектроскопии. Если конечный продукт распада возбужденного ядра имеет изомерное состояние, то процесс испускания нуклонов и каскадного γ -излучения может закончиться именно на этом уровне. Причем могут возбуждаться уровни сложной структуры с высоким спином и большой энергией. Первые же эксперименты, проведенные несколько лет назад Карамяном и др.^{/34/}, показали, что вероятность образования таких изомеров в реакциях с тяжелыми ионами велика.

Исследование выхода изомеров может быть полезно для выяснения некоторых особенностей ядерных реакций с большим угловым моментом. В частности, измерение выхода изомеров для экранированных осколков деления может дать сведения о величине углового момента осколка.

В области α -активных ядер сильный запрет на радиационный переход может привести к тому, что основным способом распада изомера будет α -распад.

Несколько лет назад в нашей лаборатории^{/29, 30/} были начаты опыты по изучению α -активных изомеров, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. Было обнаружено, что при облучении изотопов свинца ионами C^{12} образуется неизвестный α -излучатель, распадающийся с периодом ≈ 47 сек путем испускания α -частицы с энергией 11,7 Мэв. Анализ экспериментальных данных привел авторов к убеждению, что распадающийся изотоп (предположительно Em^{214}) находится в изомерном состоянии с энергией возбуждения около 2,5 Мэв и спином $> 5h$.

Из столь необычного соотношения между энергией распада и временем жизни был сделан вывод, что α -распад нового ядра аномально запрещен: коэффициент запрета $\sim 10^{14}$.

Эксперименты, проведенные в Беркли И.Перлманом и др.^{/31/}, позволили произвести, вероятно, более надежную идентификацию этого изотопа. Авторы работы считают, что получен изомер Po^{212} . Высокий коэффициент запрета, по-видимому, связан, главным образом, с высоким спином изомера.

Недавно в нашей лаборатории Поликановым и др.^{/32/} получено ядро в изомерном состоянии, распадающееся путем деления. С помощью специально разработанной методики, позволявшей изучать спонтанное деление короткоживущих изотопов, исследовались продукты, образующиеся при облучении U^{238} , U^{235} и Th^{232} ионами Ne^{22} , Ne^{20} , O^{16} и B^{11} . При облучении U^{238} ионами Ne^{22} , Ne^{20} , O^{16} и B^{11} наблюдалось образование изотопа, распадающегося путем деления с периодом полураспада 0,015 сек. На рис. 3 показаны

кривые выхода этого изотопа для реакций $U^{238} + Ne^{22}$, $U^{238} + O^{16}$, $U^{238} + Ne^{20}$. При переходе к иону B^{11} установлено, что выход спонтанно делящегося изомера возрастает в несколько раз.

В настоящее время еще не закончены полностью опыты по идентификации исследуемого изотопа, однако, можно утверждать, что его атомный номер ≤ 97 . Авторы считают, что это один из изотопов кюрия в диапазоне от Cm^{243} до Cm^{246} .

Все изотопы, которые могут быть получены при облучении U^{238} ионами B^{11} имеют периоды спонтанного деления $T_{\frac{1}{2}} \geq 10^7$ лет (рис. 4), что более чем в 10^{16} раз превышает наблюдаемый период. Это и дает основание сделать вывод о том, что мы имеем дело с делением ядра, находящегося в изомерном состоянии. Энергия изомерного уровня изотопа оказалась достаточно большой, чтобы увеличить вероятность спонтанного деления более чем в 10^{16} раз. Природа этого изомерного состояния пока неясна. Нам думается, что полученное ядро не исключительное явление. Опыты с более чувствительной методикой в более широком диапазоне времени жизни могут обнаружить новые спонтанно-делящиеся изомеры.

В настоящем обзоре дана только общая картина влияния углового момента на ход реакций с тяжелыми ионами. Наверняка некоторые аспекты проблемы оказались опущенными. Мы останавливались только на наиболее существенных по нашему мнению вопросах и не пытались дать обзор всех опубликованных работ. Более подробная, чем приводимая нами, библиография работ, опубликованных до 1960 г. может быть найдена в интересном обзоре А.Цукера^{/33/}. Отметим еще раз, что многие детали ядерных реакций, вызываемых тяжелыми ионами еще неясны, многие моменты противоречивы. Однако темпы накопления экспериментальной информации велики и в ближайшее время, после введения в строй новых ускорителей, будут еще выше. К сожалению, теоретический анализ экспериментальных данных проводится пока недостаточно широко.

В заключение авторы выражают благодарность В.М.Струтинскому за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. E.Almgvist, D.A.Bromley, I.A.Kuchner. Phys. Rev. Lett. 4, 515 (1960).
2. В.В.Волков, А.С.Пасюк, Г.Н.Флеров. ЖЭТФ, 33, 595 (1957).
3. R.Kaufmann, R. Wolfgang. Phys. Rev. 121, 192 (1961).
4. E.L.Hubbard, R.M.Main, Pyle R. Phys. Rev. 118, 507, (1960).
5. С.Е.Anderson, W.I.Knox. Quinton A.R. and G.R.Bach, Phys. Rev. Lett. 3, 557 (1959).
6. H.C.Britt, A.R.Quinton. Proceed.of II Conf. on React. between Complex Nuclei, Gatlinburg USA p.201 (1960)
7. H.C.Britt, A.R.Quinton. Phys. Rev. 124, 877 (1961).
8. W.I.Knox, C.E.Anderson, A.R.Quinton. Report on Gordon Conference on Nuclei Chemistry (1959).
9. Г.А. Пик-Пичак. ЖЭТФ, 34, 341 (1958). Автореферат диссертации, МГУ, 1962.

10. I.R.Hiskes. The Liquid-drop Model of Fission. Equilibrium Configurations and Energetics of Uniform Rotating Charged Drops (Thesis) (1960).
11. R.Beringer, W.Knox. Phys. Rev. 121, 1195 (1961).
12. W.I.Knox, Proceed. of II Conf.on React.between Complex Nuclei, Gatlinburg, USA p. 263, (1960).
13. I.C.Watson, A.B.Quinton, D.A.Bromley. Частное сообщение.
14. С.М.Струтинский. Тр. Всесоюзный конф. по ядерным реакциям при малых и средних энергиях, 1957. Изд. АН СССР (1958).
15. В.А.Карнаухов, Ю.Ц.Оганесян. ЖЭТФ, 38, 1339 (1960).
16. Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, Б.Н.Марков, Г.Н.Флеров. Препринт ОИЯИ, Р-802 (1961).
17. I.F.Mollenauer, UCRL - 9724 (1961).
18. В.В.Бабиков. Препринт ОИЯИ, Р-893 Дубна (1962).
19. J.M.Alexander, G.N.Simonoff UCRL - 10099.
20. H.Morinaga, P.C.Gugelot. Частное сообщение.
21. А.С.Карамян, А.А.Плеве. ЖЭТФ, 37, 654 (1959).
22. Г.А. Пик-Пичак. ЖЭТФ, 38, 768 (1960).
23. T.Ericson, V.Strutinsky. Nucl. Phys. 8, 384, (1958).
24. H.W.Broek. Phys. Rev. 124, 233, (1961).
25. О.Бор. Тр. Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955, доклад № 911.
26. В.М.Струтинский, И.Халперн. Тр. Международн. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1958. Р/1513.
27. Proc. of the II Conf.on Reaction between Complex Nuclei. Gatlinburg, USA (1960).
28. J.Gilmore, UCRL - 9304 (1960).
29. В.А.Карнаухов, В.И.Хализев, Г.Н.Флеров. ЖЭТФ, 37, 1266 (1959).
30. В.А. Карнаухов. ЖЭТФ, 42, 973 (1962).
31. F.Perlman, F.Asaro, A.Ghiorso, Larsh A., R.Latimer, UCRL - 10094 (1962).
32. С.М.Поликанов и др. ЖЭТФ, 42, 1464 (1962).
В.П.Перелыгин и др. ЖЭТФ, 42, 1472 (1962).
33. A.Zucker, Ann. Rev. Nucl. Sci 10, (1960).
34. А.С. Карамян, Л.И.Русинов, В.А.Фомичев. ЖЭТФ, 36, 1374 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 сентября 1962 года.

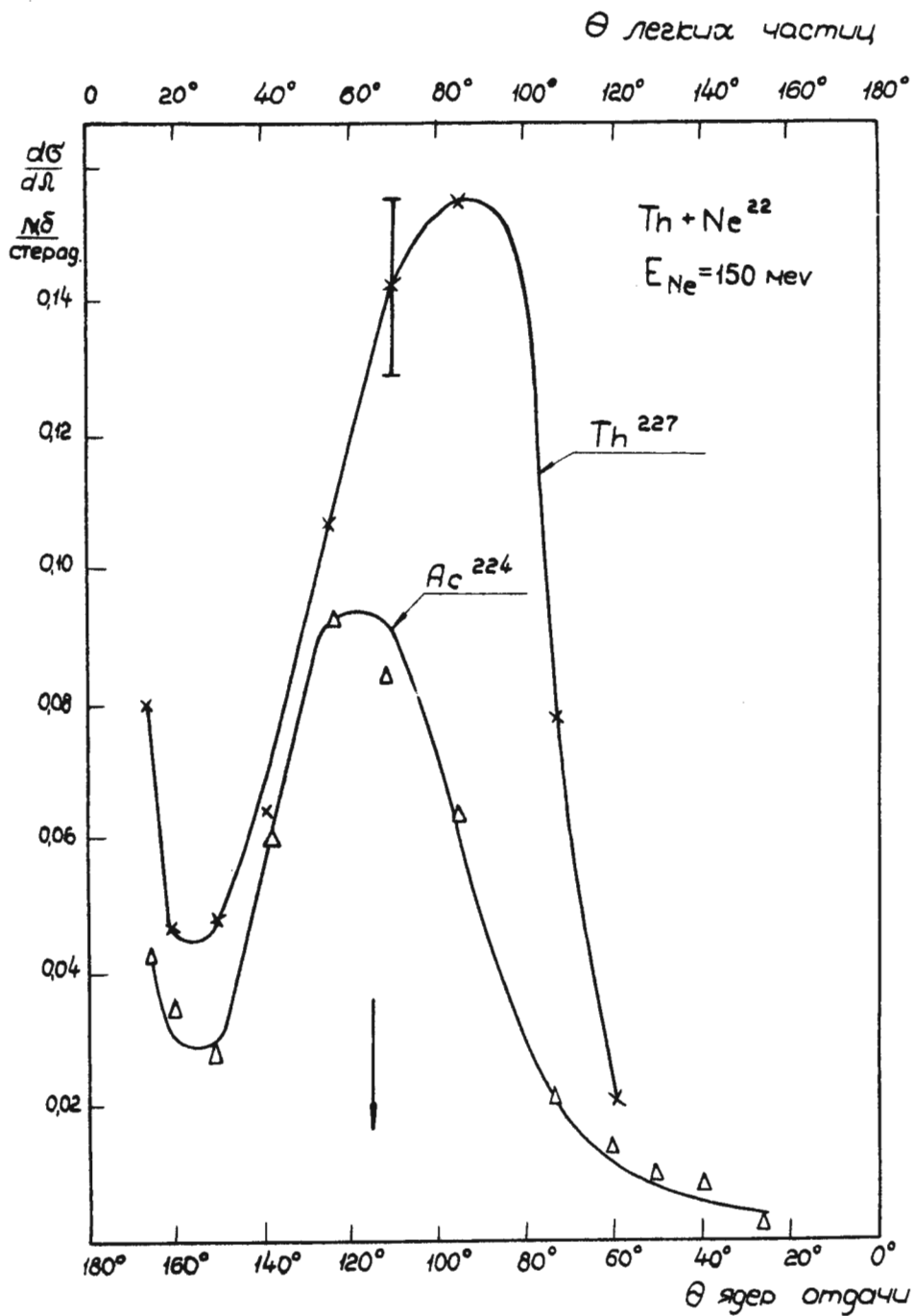


Рис. 1. Угловые распределения в системе центра масс для Th^{227} и Ac^{224} , образующихся при облучении Th^{232} ионами Ne^{22} . Стрелка показывает угол резерфордовского рассеяния.

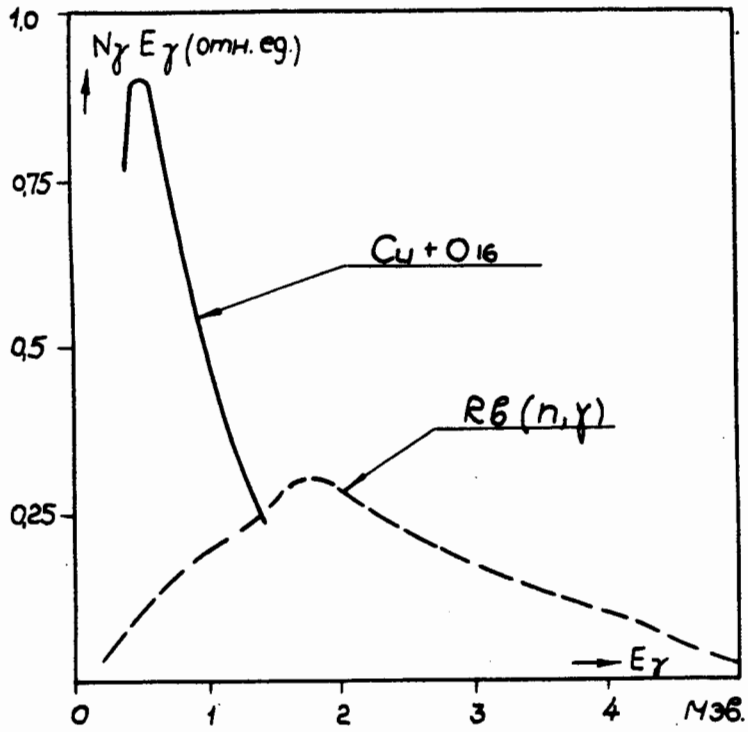


Рис. 2. Спектр γ -лучей, возникающих при взаимодействии ионов O^{16} с медью. Для сравнения показан спектр γ -лучей, сопровождающих захват тепловых нейтронов рубидием.

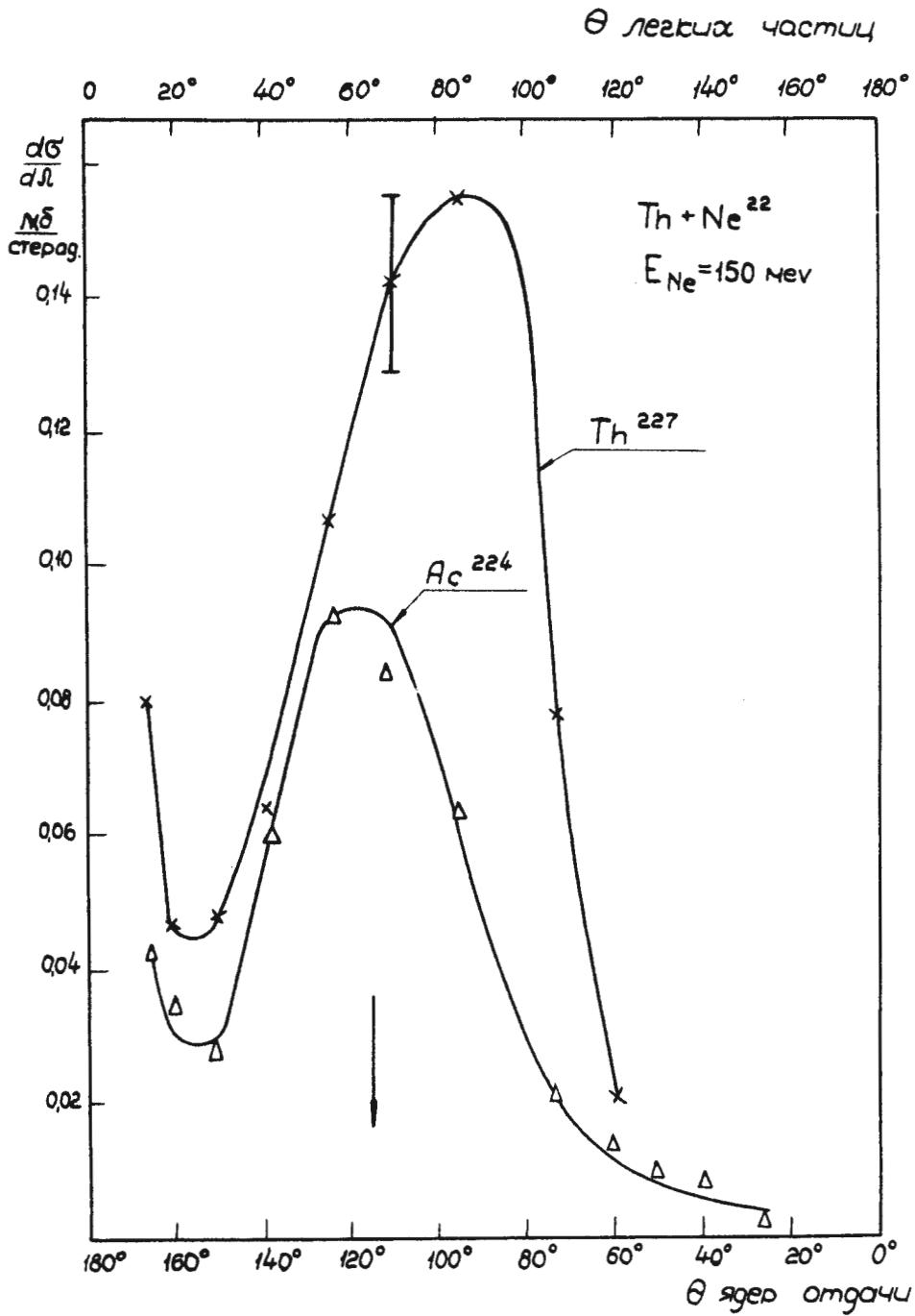


Рис. 1. Угловые распределения в системе центра масс для Th^{227} и Ac^{224} , образующихся при облучении Th^{232} ионами Ne^{22} . Стрелка показывает угол резерфордовского рассеяния.

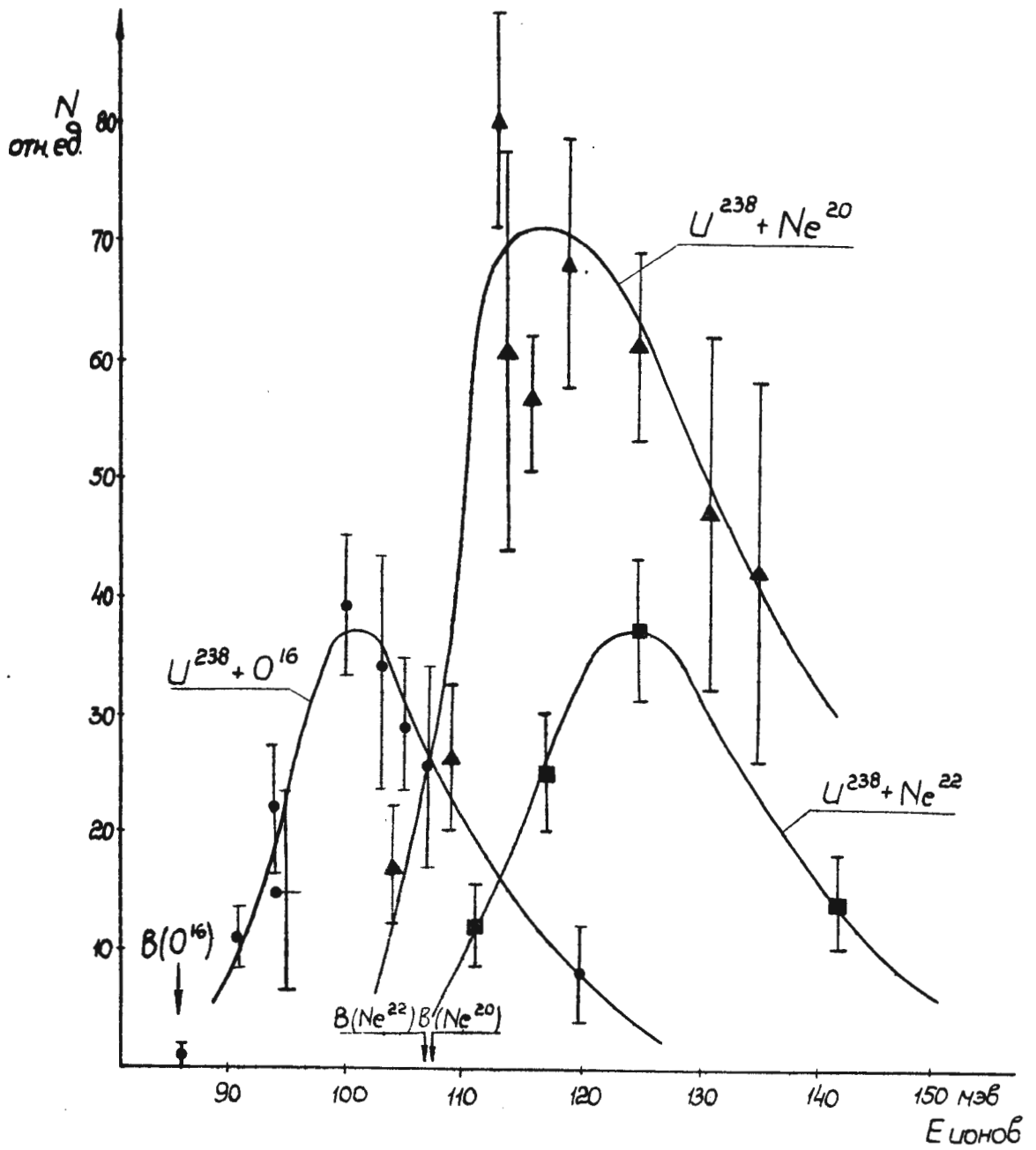


Рис. 3. Кривые выхода спонтанно делящегося изомера. Стрелки показывают кулоновские барьеры.

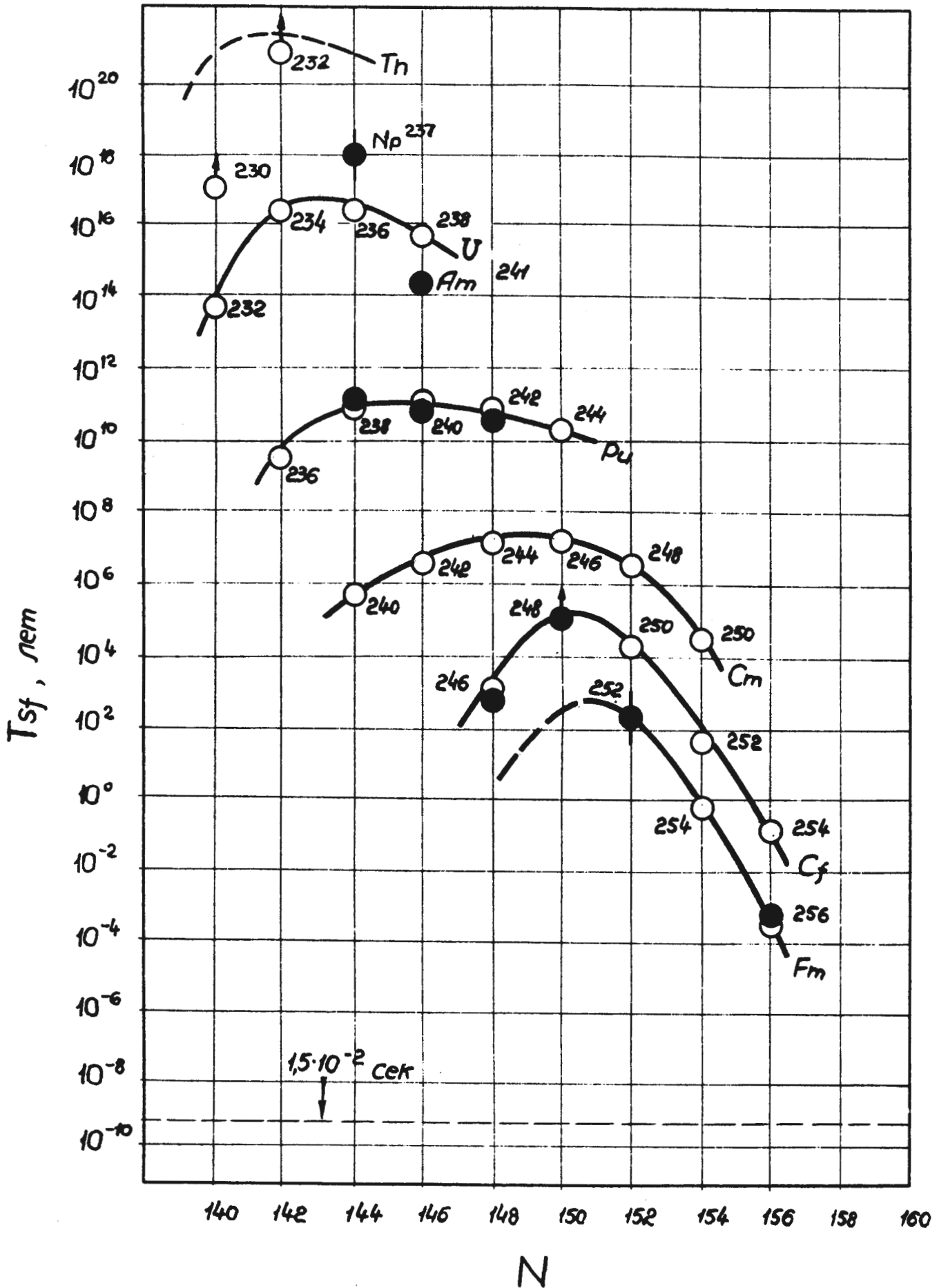


Рис. 4. Систематика времен жизни спонтанно делящихся изотопов.