

Изв. АН СССР, сер. физ., 1968,
Т. 32, N 10, с. 1644-1649

Г-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7 - 3673



Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, С.М.Поликанов,
И.Ф.Харисов, Х.Юнгклауссен

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{246}Cf

АБСОЛЮТНОЕ РАДИОАКТИВНОЕ

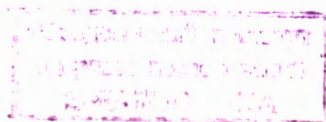
1968

Р7 - 3673

Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, С.М.Поликанов,
И.Ф.Харисов, Х.Юнгклауссен

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{246}Cf

Направлено в Известия АН



После открытия спонтанно делящегося изомера ^{242}Am с периодом полураспада 14 мсек^{/1/} было обнаружено еще несколько изомеров америция, распадающихся путем деления. К ним относятся ^{288}Am с $T_{1/2} \approx 60$ мсек^{/2/240}, ^{282}Am с $T_{1/2} \approx 0,9$ мсек и ^{284}Am с $T_{1/2} \approx 1,1$ мсек^{/3,4/}.

Это указывало, по-видимому, на то, что новый тип изомерных состояний ядер, для которых очень резко увеличена вероятность спонтанного деления, имеет довольно широкое распространение среди изотопов трансурановых элементов.

Подобные изомерные состояния, возможно, проявляются также у ядер ^{288}Np , ^{282}Am и ^{284}Am , имеющих короткие периоды распада путем деления, равные соответственно 1 мин, 1,5 мин и 2,6 мин^{/5-7/}. Однако не исключено, что здесь наблюдается запаздывающее деление дочерних ядер, оказавшихся после α -захвата ^{288}Np , $^{282,284}\text{Am}$ в возбужденном состоянии с энергией, близкой к их барьеру деления.

Для выяснения природы спонтанно делящихся изомеров, которая до сих пор остается неизвестной^{x/}, необходимо знать не только спин и энергию изомерного уровня, но также важно установить закономерности распространения подобных изомерных состояний в различных ядрах.

Поскольку указанные выше изомеры относятся к области нечётно-нечётных ядер, то интересно определить наличие таких состояний в ядрах с чётным числом протонов или нейтронов. Исходя из систематики периодов спонтанного деления ядер из основного состояния, можно предположить, что время жизни изомерных состояний в этих ядрах будет меньше по сравнению с изотопами Am .

x/ В работе^{/8/} изложен подробный обзор работ по изучению деления ядер из изомерных состояний с возможной в настоящее время интерпретацией этого явления.

Поэтому поиск новых спонтанно делящихся изомеров с периодами полураспада в диапазоне 10^{-7} - 10^{-8} сек представляет большой интерес.

В предыдущей работе^{/9/} сообщалось о первых экспериментах, выполненных в этом направлении. Мишени из ^{232}Tl , ^{288}U и ^{288}U облучались ионами ^{12}C с энергией от 60 до 82 Мэв. Из всех проведенных облучений только в реакции $^{288}\text{U} + ^{12}\text{C}$ были зарегистрированы осколки от деления ядер, распадающихся с $T_{1/2} = (0,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$ сек. Было высказано предположение, что наблюдаемый период полураспада связан с ядром ^{246}Cf , образовавшимся в изомерном состоянии.

В настоящей работе проводилось более подробное изучение реакции $^{288}\text{U} + ^{12}\text{C}$, ведущей к образованию указанного изомера. Методика эксперимента схематически изображена на рис. 1 (масштаб не соблюден).

Поток ускоренных ионов попадает на мишень M , помещенную в специальную кассету, которая одновременно служит для отвода тепла и для коллимации вылетающих продуктов реакций. Коллимированный пучок ядер отдачи, выбитых из мишени, с углом раствора 10° проходит через диафрагму D и попадает в вакуумный объем, окруженный с 4-х сторон стеклянными детекторами C , имеющими форму усеченной пирамиды, ось которой совпадает с центром мишени. Угол раствора пирамиды ($\approx 38^\circ$) выбирался таким образом, чтобы продукты ядерной реакции не могли попасть на стекла. Стеклянные детекторы регистрировали осколки деления ядер отдачи, распадающихся налету.

Для измерения тока бомбардирующих частиц использовался массивный медный коллектор, охлаждаемый проточной водой.

Энергия ионов ^{12}C , ускоренных на 300-см циклотроне Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, составила 60-80 Мэв; толщина урановой мишени - около 1 мг/см^2 .

Как и ранее^{/9/}, в реакции $^{288}\text{U} + ^{12}\text{C}$ были зарегистрированы осколки деления ядер, пролетающих между детекторами. Из распределения треков по длине детекторов (длина каждого детектора равнялась 160 мм) был грубо оценен период полураспада, который оказался меньше, чем 10^{-7} сек. Поскольку все образующиеся в данной реакции изотопы имеют значительно большее время жизни, то наблюдаемый период полураспада, очевидно, связан с изомерным состоянием ядра.

Для более точного определения периода полураспада для ядер, имеющих такое малое время жизни, необходимо учесть толщину мишени. Такой учет проводился следующим образом.

В предположении бесконечно тонкой мишени, когда все ядра отдачи имеют одну и ту же скорость v_0 , распределение числа актов деления по длине пролетного пути равняется

$$\rho(x) = \frac{N}{v_0 r} e^{-\frac{x}{v_0 r}}.$$

Здесь N - число делящихся ядер, попавших в измерительный объем между детекторами, r - время жизни ядер. Мишень находится при $x = 0$.

Вследствие малых сечений образования спонтанно делящихся изомеров была использована мишень, толщина слоя которой превышала пробег ядер отдачи. В таком случае ядра отдачи вылетали из мишени со скоростями от 0 до v_0 и для вычисления $\rho(x)$ необходимо было произвести интегрирование по всему диапазону скоростей.

Если предположить, что удельные потери энергии ядер отдачи в мишени происходят линейно, то получается выражение

$$\rho(x) = \frac{2N}{v_0 r} \left[\exp\left(-\frac{x}{v_0 r}\right) + \frac{x}{v_0 r} E_1\left(-\frac{x}{v_0 r}\right) \right], \quad (1)$$

где E_1 - интеграл экспонент. Этот член учитывает тот факт, что для данных ядер отдачи, вылетающих из разных слоев толстой мишени, распад будет происходить по различным экспонентам из-за малого времени их жизни. Поэтому распределение осколков ядер, имеющих один и тот же период полураспада, построенное в полулогарифмическом масштабе, будет представлять собой некоторую суммарную кривую (а не прямую линию, как обычно).

Подбирая различные значения r в (1) можно добиться оптимального согласия зависимости $\rho(x)$ с экспериментальными данными. •

На рис. 2 отложено экспериментальное распределение осколков деления ядер N в зависимости от длины пролетного пути x вдоль стеклянных детекторов. Здесь же нанесены теоретические распределения, вычисленные по формуле (1) для выбранных значений r .

При обработке результатов измерений учитывался фон осколков от примесей урана в стекле и фон осколков от деления ионами примесей тяжелых элементов на поверхностях кассеты и диафрагмы, обращенных в сторону детекторов. Для этого в отдельных опытах урановая мишень закрывалась Al фольгой, которая задерживала только ядра отдачи. Из рисунка видно, что с учётом эксперимен-

тальных ошибок наилучшее согласие с опытом получается при $T_{1/2} = (4,5 \pm 1,5) \times 10^{-8}$ сек. (В рамках предположения, что удельные потери энергии ядер отдачи в веществе мишени происходят линейно). Этот результат достаточно хорошо согласуется с периодом полураспада для изомера ^{246}Cf , определенным в работе /9/. Для более надежной идентификации указанного изомера в данной работе снимались одновременно функции возбуждения как для изомерного состояния σ_m , так и для основного σ_a . Эти кривые представлены на рис. 3. Изменение энергии бомбардирующей частицы проводилось с помощью Al поглотителей, которые располагались перед мишенью.

Сбор ядер отдачи в основном состоянии для каждой энергии производился с помощью Al фольги, укрепленной на дне коллектора (рис. 1). Алюминиевая фольга после определенной экспозиции растворялась в соляной кислоте с добавлением в раствор лантана в качестве носителя. Методом фторидного осаждения выделялись ядра калифорния вместе с другими ядрами трансурановых элементов, которые могли бы образоваться в данной реакции. Для калибровки химического выхода изотопов в раствор добавлялось определенное количество ^{248}Am .

Измеренные с помощью полупроводникового детектора энергия α -частиц ($E_\alpha = 6,75$ Мэв) и период полураспада ($T_{1/2} = 36$ час) надежно указывали на то, что ядра, образовавшиеся в основном состоянии, принадлежат ^{246}Cf .

Сечение образования ядер в изомерном состоянии вычислялось из полного числа ядер N_0 , образовавшихся в этом состоянии, где

$$N_0 = \frac{N_{\text{тр}}}{\epsilon \omega} \quad (2)$$

В этом соотношении $N_{\text{тр}}$ представляет суммарное число треков осколков, зарегистрированных стеклянными детекторами при каждой энергии. Коэффициент ϵ учитывает, какое количество нераспавшихся ядер попало в измерительный объем, а ω определяет собой геометрическую эффективность данной методики.

В нашем случае $\epsilon = 0,67$, $\omega = 8,3 \cdot 10^{-2}$.

На рис. 3 показана также зависимость сечения вынужденного деления σ_1 для реакции $^{228}\text{U} + ^{12}\text{C}$, рассчитанная по оптической модели /10/. Ниже ее расположена аналогичная зависимость для той же реакции, измеренная в настоящей работе (с учетом угловой анизотропии осколков деления /11/).

Регистрация осколков в этом случае проводилась двумя стеклянными детекторами, расположенными рядом с коллектором (рис. 1). Поскольку функции возбуждения снимались одновременно с сечением вынужденного деления, одинаковый (подобный) ход кривых σ_g служил дополнительной проверкой методики при проведении экспериментов.

Разницу в абсолютных значениях сечений следует отнести на счёт погрешностей в измерении тока бомбардирующих частиц.

Сравнение функции возбуждения реакции, приводящей к изомерному состоянию, с функцией возбуждения, относящейся к образованию основного состояния изотопа ^{246}Cf в этой работе (рис. 3) и в работе /12/, позволяет более уверенно предполагать, что наблюдаемый спонтанно делящийся изомер принадлежит также изотопу ^{246}Cf .

Функция возбуждения σ_m имеет форму, характерную для реакции с образованием составного ядра и испарением нескольких нейтронов. Испарение α -частиц наряду с нейтронами, вероятно, можно исключить, так как функции возбуждения имеют малую ширину. Ширина кривой на полувысоте составляет всего около 7 Мэв. Обычно функции возбуждения с вылетом α -частиц имеют более широкое распределение.

Также, по-видимому, не имеет места и испарение протона, которое привело бы к образованию изомеров Bk , поскольку эффект спонтанного деления с указанным выше периодом не наблюдался в реакции $^{238}\text{U} + ^{18}\text{N}$ /9/, в которой изотопы Bk образуются путем испарения α -частицы и нескольких нейтронов.

Исходя из того, что образующийся спонтанно делящийся изомер принадлежит ядру ^{246}Cf , и зная $T_{1/2}$ спонтанного деления из основного состояния этого изотопа ($2,1 \cdot 10^3$ лет), можно сказать, что вероятность спонтанного деления для изомерного состояния увеличивается в 10^{18} раз.

На рис. 4 даны те же функции возбуждения σ_g и σ_m , что и на рис. 3, нормированные на кулоновский барьер путем деления величины сечения (в экспериментальных точках) на соответствующие сечения вынужденного деления ядер (заменяющие полные сечения σ_0) реакции $^{238}\text{U} + ^{19}\text{C}$.

Испарительный характер этих функций позволяет провести через их экспериментальные точки кривые, вычисленные по модели Джексона /13/. При расчёте использовано значение ядерной температуры $T = 1,50$ Мэв.

Эти кривые удовлетворительно согласуются с результатами опыта, если взять энергию порога для реакции, приводящей к основному состоянию, равной $V_g = 54$ Мэв, а для реакции, приводящей к изомерному состоянию, $V_m = 56,5$ Мэв. (Величины энергий везде приводятся в лабораторной системе координат).

Так как модель Джексона не учитывает центробежный барьер вращающегося ядра, то выбранное значение V_g может отличаться от энергии порога реакции, вычисленной по таблицам масс.

Выше уже отмечалось, что измерение функций возбуждения σ_g и σ_m проводилось одновременно при каждой энергии ионов ^{12}C . Это исключало сдвиг функций относительно друг друга из-за погрешностей в определении энергии. По аналогии с работами /14,15,27/, где определялась энергия изомерных состояний в ^{240}Am , ^{242}Am и ^{244}Am , разницу в порогах $\Delta V \approx 2,5$ Мэв можно принять как оценку энергии возбуждения изомерного уровня в $^{246}\text{m Cf}$. Конечно, такая оценка в данном случае носит довольно приближенный характер, так как имеется мало экспериментальных точек на склоне кривых, идущих к порогам реакций. Экспериментальные значения сечений реакций в этой области могут заметно отличаться от сечений, определенных из модели Джексона.

Из функций возбуждения были определены изомерные отношения (отношение сечений образования ядер в изомерном и основном состояниях $\frac{\sigma_{из}}{\sigma_{осн}}$) при разных энергиях ^{12}C . Эти значения показаны на рис. 5б. Можно видеть слабую зависимость изомерного отношения от энергии. Так, в диапазоне 67–80 Мэв $\frac{\sigma_{из}}{\sigma_{осн}}$ меняется на 20%, спад при меньших энергиях обусловлен разницей в порогах реакций. Для сравнения на рис. 5а построена зависимость среднего углового момента \bar{l} , вносимого в ядро, от энергии бомбардирующей частицы /16/. Значение \bar{l} в том же диапазоне энергий меняется в 3 раза. Слабая зависимость $\frac{\sigma_{из}}{\sigma_{осн}}$ от энергии при растущей величине \bar{l} говорит о том /17/, что угловой момент изомерного уровня $^{246}\text{m Cf}$ сравнительно мал.

Из этих данных, а также из сравнения функций возбуждения, можно предположить, что изомерное состояние $^{246}\text{m Cf}$, по-видимому, относится к тому же классу, что и известные спонтанно делящиеся изомеры Am с массовыми числами 238, 240, 242, 244. В случае Cf обращает на себя внимание большое абсолютное значение изомерного отношения, которое составляет $\approx 10^{-2}$. Это заметно

больше, чем в случае реакций, приводящих к изомерам Am ($\approx 10^{-4}$). Такое значительное различие возможно объяснить тем, что ^{246}Cf является чётно-чётным ядром. Известно, что плотность энергетических уровней $\rho(E)$ в таком ядре при одинаковой энергии возбуждения изомерного состояния будет меньше, чем у нечётно-нечётного ядра (вследствие энергии спаривания нуклонов в чётно-чётном ядре). Если принять, что изомерное отношение $\frac{\sigma_{\text{из}}}{\sigma_{\text{осн}}} \sim \frac{1}{\rho(E)}$ /18/, то его величина в случае ^{246}Cf может увеличиться (на один-два порядка) по сравнению с изомерным отношением для нечётно-нечётных ядер при близких энергиях ($\approx 2,5-3,0$ Мэв) изомерных состояний.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г.Н.Флерову за постоянный интерес к работе, И.Борггрину (Институт Нильса Бора, Копенгаген) за полезные обсуждения. Авторы благодарят также В.П.Перельгина и сотрудников его группы на обработку и просмотр стеклянных детекторов, Б.А.Гвоздева и С.А.Плешукову за химическое разделение продуктов реакций.

Л и т е р а т у р а

1. С.М.Поликанов и др. ЖЭТФ, 42, 1464 (1962).
2. I.Borggreen, Y.P.Gangrsky, G.Sletten and S.Björnholm. *Physics Letters*, 25B, 402 (1967).
3. С.М.Поликанов, А.М.Кучер, Б.Н.Марков, А.А.Плеве. Препринт ОИЯИ, Р-2115, Дубна 1965.
4. Э.К.Хайд, Частное сообщение.
5. В.И.Кузнецов, Н.К.Скобелев, Г.Н.Флеров. *Ядерная физика*, 4, 279 (1966).
6. В.И.Кузнецов, Н.К.Скобелев, Г.Н.Флеров. *Ядерная физика*, 4, 99 (1966).
7. В.И.Кузнецов, Н.К.Скобелев, Г.Н.Флеров. Препринт ОИЯИ, Р-2862, Дубна (1966).
8. С.М.Поликанов. *Успехи физических наук*, 94, вып. 1 (1968).
9. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, С.М.Поликанов, Х.Юнгклауссен. ЖЭТФ, Письма в редакцию, IV вы. 10, 429 (1966).
10. V.Viola and T.Sikkeland. *Phys. Rev.*, 128, 767 (1962).
11. T.Sikkeland, A.E.Larsh and G.E.Gordon. *Phys.Rev.*, 123, 2112(1961).
12. E.K.Hyde, I.Pelrman and G.T.Seaborg. *The Nuclear Properties of the Heavy Elements*, I, 367, Englewood Cliffs, New Jersey (1964).

13. R.Vandenbosch, T.D.Thomas, S.E.Vandenbosh, R.A.Glass and G.T. Seaborg. Phys. Rev., 111, 1358 (1958).
14. S.Björnholm, L.Borggreen, L.Westgaard and V.A. Karnaukhov. Nucl. Phys., A95, 513 (1967).
15. G.N.Flerov et al. Nucl. Phys., A97, 444 (1967).
16. В.В.Бабилов. ЖЭТФ, 38, 274 (1960).
17. Г.Н.Флеров и др. Ядерная физика, 6, вып. 1., 17 (1967).
18. В.П.Зоммер, А.И.Прокофьев. Ядерная физика, 3, 401 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

18 января 1968 года.

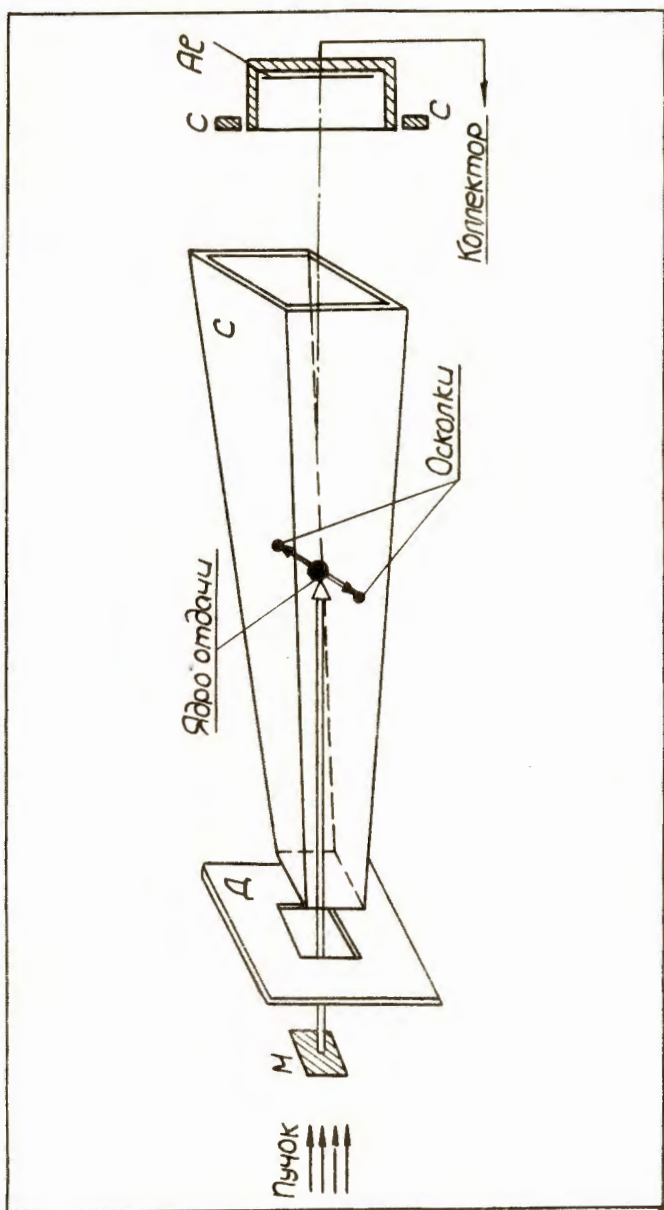


Рис. 1. Схема эксперимента.

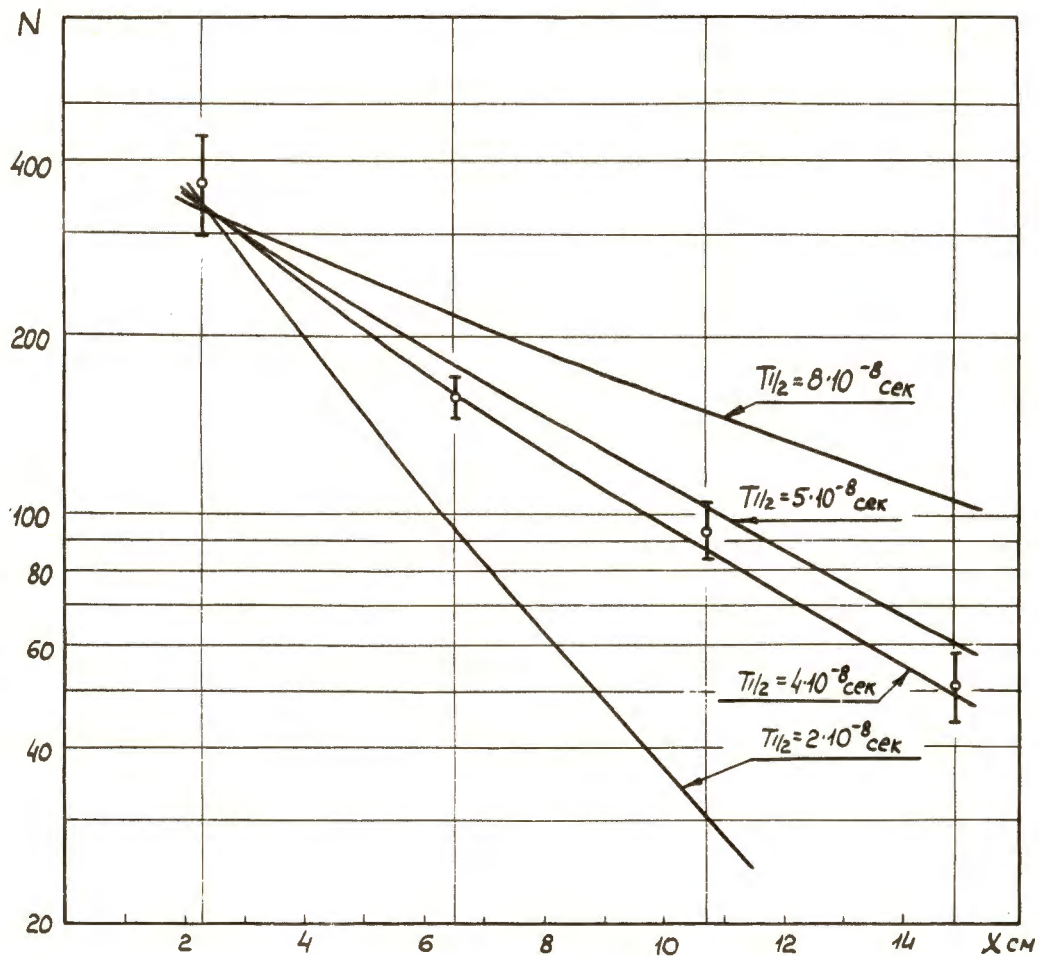


Рис. 2. Распределение осколков деления по длине стеклянных детекторов.

Бмбарн.

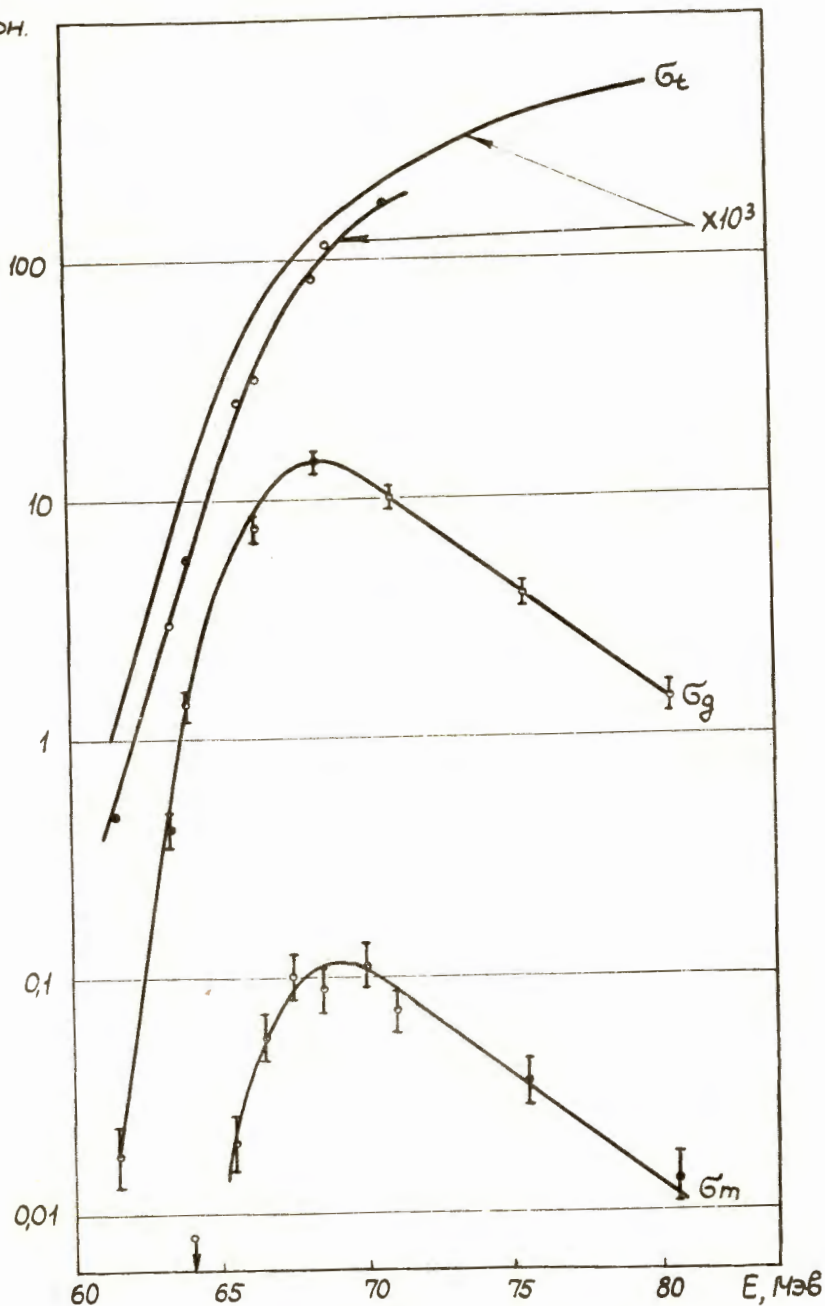


Рис. 3. Функции возбуждения реакций $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$, приводящих к изомерному σ_m и основному σ_g состояниям ^{246}Cf . Кривые σ_t относятся к сечению вынужденного деления в той же реакции.

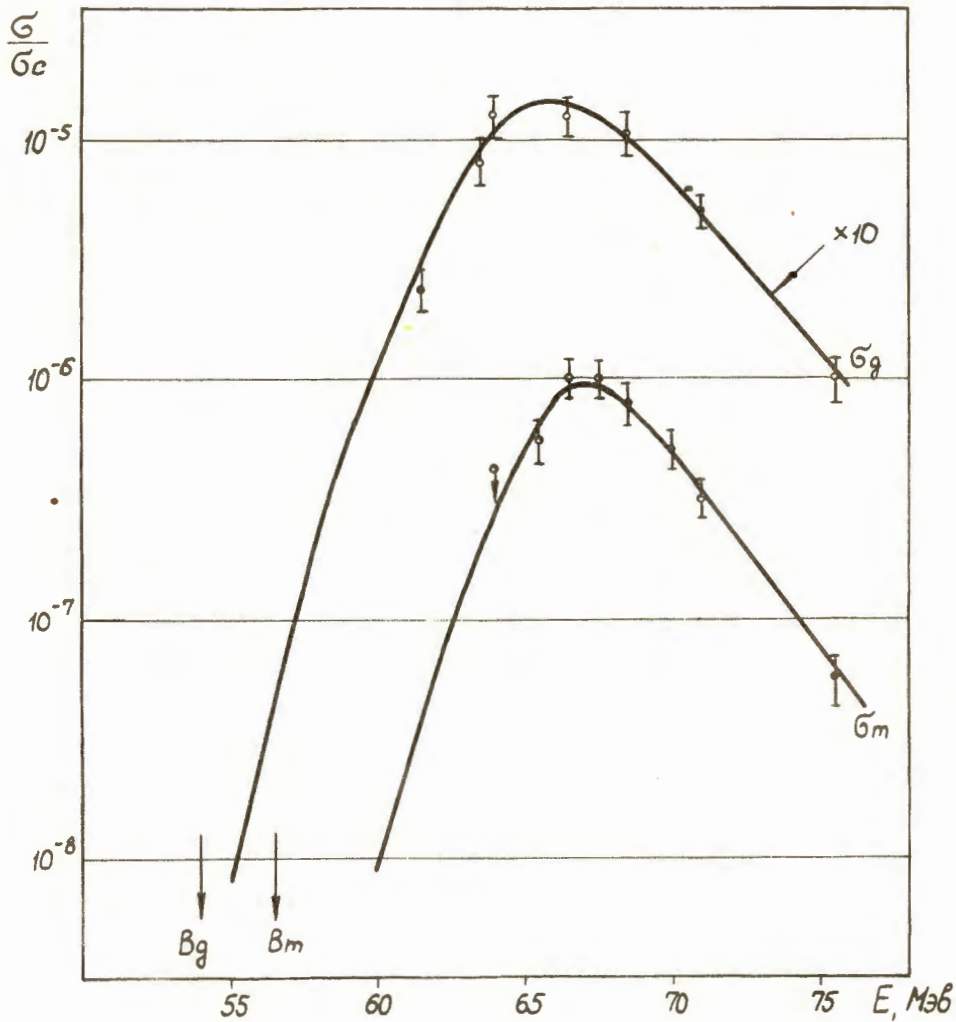


Рис. 4. Функции возбуждения σ_m и σ_g , нормированные на кулоновский барьер реакции $^{223}\text{U} + ^{12}\text{C}$.

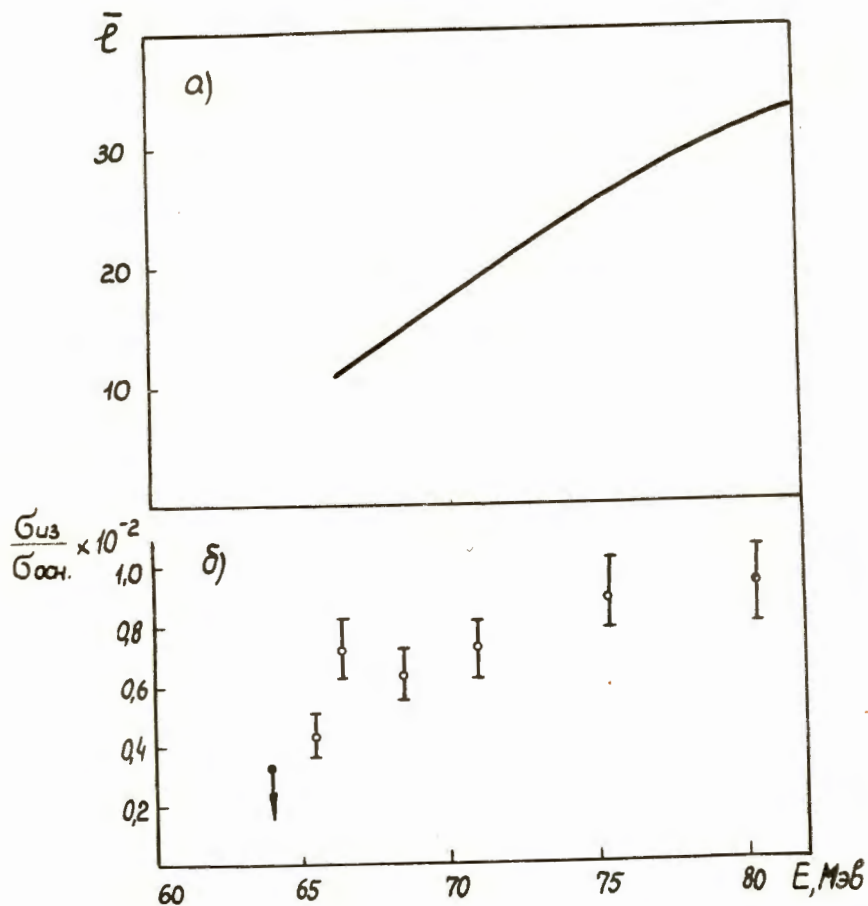


Рис. 5. Зависимости: а) среднего углового момента \bar{l} , вносимого в ядро, и б) изомерного отношения $\frac{\sigma_{из}}{\sigma_{осн}}$ от энергии ионов ^{12}C .