

С 341.2г

P-793

ЯФ., 1966, Т. 4, s/15-662.
в. 2, с. 246-251.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2465



Х.Роттер, А.Г.Демин, Л.П.Пашенко, Х.Ф.Бринкманн

НОВЫЙ ИЗОТОП As^{216}

АЛБОМТОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1965

P-2465

3938/1 ч.

Х. Ротгер, А.Г. Демин, Л.П. Пашенко, Х.Ф. Брикманн

НОВЫЙ ИЗОТОП As^{216}

Направлено в журнал "Ядерная физика"

ОБЛЕДКОМОННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ИССЛЕДОВАНИЯ
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

Для ядер, при α -распаде которых происходит пересечение замкнутой оболочки, характерно сильное замедление скорости α -распада. В этом случае влияние оболочечной структуры на процесс образования α -частицы в ядре проявляется особенно сильно. К настоящему времени известны шесть ядер с $N = 127$; характеристики пяти из них приводятся в таблице 1. При этом исключен Bi^{210} , при α -распаде которого пересекаются две оболочки.

Целью настоящей работы являлось определение энергии α -частиц и периода полураспада неизвестного изотопа Ac^{216} , продолжающего серию ядер с $N = 127$, а также повторное измерение энергии α -частиц Ra^{213} , Fr^{214} и Ra^{215} , поскольку из данных работы /1/ для этих ядер трудно оценить погрешность при расчете приведенных ширины α -распада.

Основываясь на оценке энергии α -распада Ac^{216} , данной в работе Вюлы и Сиборга /2/, и полагая коэффициент запрета $F = 10^3$, как это свойственно для ядер с $N = 127$ (см. табл. 1), можно было ожидать, что период полураспада Ac^{216} составляет примерно 10^{-3} сек.

2. Экспериментальная методика

Распад ядер Ra^{213} , Fr^{214} , Ra^{215} и Ac^{216} наблюдался при импульсном облучении мишеней из свинца и висмута ускоренными ионами углерода на выведенном пучке полотораметрового циклотрона ОИЯИ. Максимальная энергия ионов C^{4+} составляла ≈ 80 Мэв и изменялась при помощи алюминиевых фольг. Схема эксперимента показана на рис. 1. Ядра отдачи вбивались в сборник из алюминиевой фольги, имевший в центре вырез для прохождения прямого пучка ионов и расположенный под углом 45° к оси пучка. На сборник попадали ядра отдачи, вылетающие в интервале углов от 4° до 9° к оси пучка. Такая геометрия была выбрана с учетом известного

углового распределения ядер отдачи в реакциях полного слияния^{/3/} с тем, чтобы обеспечить максимальную эффективность сбора ядер отдачи при наименьшем взаимодействии прямого и рассеянного пучков ионов с материалом сборника. α -частицы, испускаемые при распаде ядер-продуктов на сборнике, регистрировались поверхностно-барьерным кремниевым детектором с площадью $2,5 \text{ см}^2$, защищенным от попадания рассеянных ионов и заряженных частиц из мишени. После зарядово-чувствительного преусилителя, усилителя и экспандера, описанных в работе^{/4/}, импульсы поступали на амплитудный и временной анализаторы, работавшие в заданных интервалах между импульсами облучения^{/5,6/}.

Идентификация наблюдаемых активностей осуществлялась по энергиям α -линий и функциям возбуждения, которые сравнивались с расчетными оценками и экспериментальными данными, полученными при облучении таллия ионами углерода^{/7/}. Помимо мишени из естественного свинца облучалась также мишень из обогащенного изотопа Pb^{206} .

Спектр α -частиц, испускаемых ядрами отдачи, вбитыми в сборник, существенно искажается. Происходит уширение α -линий, значительно превышающее собственное разрешение детектора. Имеет также место сдвиг линий в сторону меньших энергий. Тем не менее точность $0,02-0,03 \text{ МэВ}$ при определении энергии α -линий возможна, если абсолютную шкалу энергий определять по "внутренней" реперной линии. В наших опытах при облучении висмута такой линией являлась линия $6,77 \text{ МэВ } \text{Fr}^{213}$ ^{/7/}, а при облучении свинца - линия $7,17 \text{ МэВ } \text{Ra}^{214}$ ^{/8/}. Эти линии четко выделялись во всех измеренных спектрах (рис. 2). Цена канала в амплитудных измерениях определялась по линиям $6,05$ и $8,78 \text{ МэВ}$ источника $\text{Th}(\text{C}+\text{C}')$, полученного методом электростатического осаждения.

Следует отметить, что для правильного определения энергии α -частиц таким способом необходимо, чтобы все α -излучатели образовывались в реакциях одного типа, а именно в реакциях (C^{12}, α) . Однако изотопы Fr^{213} , Fr^{214} и Ra^{213} в принципе могут образовываться и в реакциях $(\text{C}^{12}, \alpha \text{xn})$. Используя данные Брита и Квинтона^{/9/}, изучавших соотношение реакций различного типа при облучении висмута ионами углерода, можно показать, что при энергиях ионов углерода $\leq 80 \text{ МэВ}$ вкладом реакций $(\text{C}^{12}, \alpha \text{xn})$ можно пренебречь. Тот факт, что величины энергий α -частиц Fr^{213} , Fr^{214} и Ra^{213} не зависели от энергии ионов углерода в исследуемом диапазоне ($64-78 \text{ МэВ}$), подтверждает вышесказанное.

Энергии α -линий, определенные таким образом, корректировались с учетом зависимости тормозной способности вещества сборника для α -частиц от энергии α -частиц при прохождении ими пути в материале сборника, равного глубине вбивания

ядер отдачи. Эта поправка зависит от разницы в энергиях измеряемой и реперной линии и, являясь максимальной для линии $9,14 \text{ МэВ } \text{Ac}^{216}$, составляет $0,03 \text{ МэВ}$. В конечном счете ошибка в измерении энергии α -частиц в наших опытах была обусловлена главным образом неточностью в определении положения максимумов α -линий. Результирующая ошибка не превышает $0,03 \text{ МэВ}$.

3. Результаты

Получены следующие значения энергий α -частиц: $\text{Ra}^{213} - 8,14 \text{ МэВ}$, $\text{Fr}^{214} - 8,53 \text{ МэВ}$ и $\text{Ra}^{215} - 8,73 \text{ МэВ}$. Эти значения отличаются не более, чем на $0,02 \text{ МэВ}$ от приведенных в работе^{/1/}.

При облучении висмута ионами углерода с максимальной энергией была обнаружена α -линия $9,14 \text{ МэВ}$. Это значение на $0,13 \text{ МэВ}$ превышает оценку энергии α -частиц Ac^{216} из систематики Виолы и Сиборга^{/2/}. Из нескольких измерений периода полураспада этой линии было получено значение $(0,39 \pm 0,03) \text{ мсек}$ (рис. 3). Определенный из этих данных коэффициент запрета $0,9 \cdot 10^3$ характерен для ядер с $N = 127$. Можно предположить, что наблюдаемая активность принадлежит Ac^{216} , образуемому по реакции $\text{Bi}^{209} (\text{C}^{12}, \alpha \text{n}) \text{Ac}^{216}$. Поведение функции возбуждения реакции, приводящей к образованию активности $0,39 \text{ мсек}$, подтверждает это предположение (рис. 4). Дополнительное подтверждение такой идентификации было получено из измерения отношения выходов активности, приписываемой Ac^{216} , и дочернего изотопа Fr^{212} , которое оказалось равным $1,04 \pm 0,08$.

4. Обсуждение

При анализе влияния ядерной структуры на скорость α -распада вычисляется приведенная ширина, которая представляет собой гипотетическую вероятность α -распада в отсутствие кулоновского барьера. Приведенная ширина δ^2 определяется из экспериментальной постоянной распада λ путем исключения фактора проницаемости кулоновского барьера $P(\lambda = P \frac{\delta^2}{h})$. Вычисления проводились с использованием потенциала с резким краем по приближенному методу, описанному Перлманом и Расмуссеном^{/10/}. Поскольку в данном случае интерес представляли относительные значения приведенных ширин, которые слабо зависят от выбора параметров, выбор параметра R_0 не является критичным. В расчетах использовалось постоянное значение $R_0 = 1,5 \text{ ф}$, а эффективный ядерный радиус вычислялся по формуле $R = R_0 (A - 4)^{1/3}$.

Для детального сравнения приведенных ширин α -распада необходимо учиты-

1. R.D.Griffioen, R.D.Macfarlane. Bull. Am. Phys. Soc., 7, 541 (1962)
2. V.E.Viola, G.T.Seaborg. Nucl. Systematics of the Heavy Elements, I, Energetics and Masses. Argonne 1964.
3. В.А.Друин, С.А.Карамян, Ю.П.Оганесян. Препринт ОИЯИ № 1870, Дубна 1964.
4. Б.В.Фефилов, Л.Кумпф. Препринт ОИЯИ 2110, Дубна 1965.
5. K.F.Alexander, H.F.Brinckmann, G.Lang, H.Rotter. Preprint JINR E-2012, Dubna (1965).
6. H.Döhler, G.Lang. Kernenergie, 7, 226 (1964).
7. R.D.Griffioen, R.D.Macfarlane. Phys. Rev., 133, B1373 (1964).
8. E.K.Hyde, J.Perlman, G.T.Seaborg. The Nuclear Properties of the Heavy Elements II, p. 1107 (1964).
9. H.C.Britt, A.R.Quinton. Phys. Rev., 120, 1768 (1960); 124, 877 (1961).
10. J.Perlman, J.O.Rasmussen. Handbuch der Physik, 42, 109 (1957).
11. W.Jentschke, A.C.Juveland, G.H.Kinsey. Phys. Rev., 96, 231 (1954).
12. W.B.Jones. Phys. Rev., 130, 2042 (1963).
13. Y.E.Kim, J.O.Rasmussen. Phys. Rev., 135 B, 44 (1964).
14. V.G.Soloviev. Phys. Lett., 1, 202 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября 1965 г.

Т а б л и ц а 1

Ядро	Q_α (МэВ)	T_α (мсек)	$F \cdot 10^3$ x)	$\delta_{L=0}^2$ (МэВ)	ссылки
84 Po_{127}^{211}	7,62	520	0,8	0,068	11
85 At_{127}^{212}	7,84	381	1,4	0,045	12, 13
86 Rn_{127}^{213}	8,33	19	1,2	0,079	1
87 Fr_{127}^{214}	8,73	3,9	1,2	0,070	1
88 Ra_{127}^{215}	8,93	1,6	0,8	0,112	1
89 Ac_{127}^{216}	9,35	0,39	0,9	0,080	

x) Коэффициенты запрета вычислены по полуэмпирической формуле ^{10/} без учета влияния центробежного барьера.

вать влияние углового момента L α -частиц и долю распадов, соответствующую данной α -группе. К настоящему времени эти величины известны только для двух ядер из числа рассматриваемых, а именно для четно-нечетного $Po_{211}^{11/}$ и нечетно-нечетного $At_{127}^{12,13/}$. Для переходов между основными состояниями этих двух ядер и их дочерних продуктов $L=5$. Учитывая близость к замкнутой оболочке $N=128$ и, как следствие этого, хорошую применимость одночастичной оболочечной модели, следует ожидать, что основные состояния рассматриваемых ядер имеют одинаковые характеристики в каждой из двух групп, объединяющих четно-нечетные и нечетно-нечетные ядра. Того же следует ожидать и для дочерних ядер. Предполагалось, что у всех рассматриваемых ядер с наибольшей вероятностью осуществляются переходы между основными состояниями и, следовательно, так же, как в случае $Po_{211}^{11/}$ и $At_{127}^{12,13/}$, $L=5$.

Вычисленные при этих предположениях приведенные ширины α -распада даны в таблице 1. Следует отметить, что они мало (в пределах фактора 2) отличаются друг от друга. Это сходство указывает на справедливость предположений, сделанных относительно неизвестных схем распада. Несмотря на большие экспериментальные ошибки в случае короткоживущих ядер, наблюдаются следующие тенденции в относительном поведении приведенных ширины α -распада (рис. 5).

1. Приведенные ширины α -распада нечетно-нечетных ядер немного меньше, чем у предыдущих соседних четно-нечетных ядер. По-видимому, α -распад рассматриваемых нечетно-нечетных ядер является благоприятным в протонной системе, а наблюдаемое небольшое замедление является следствием наличия парных корреляций и обусловлено эффектом блокировки ^{14/}. В нечетной нуклонной системе образование α -частицы происходит так же, как в четной системе, однако с тем различием, что занятое нечетным нуклоном состояние заблокировано для пар, а это, как известно из области деформированных ядер, ведет к небольшому замедлению скорости α -распада.

2. Приведенные ширины α -распада возрастают с увеличением числа протонных пар. Этот эффект можно объяснить увеличением интеграла перекрытия, т.е. увеличением вероятности образования α -частицы при большем числе нуклонных пар.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г.Н.Флерову и В.А.Друину за поддержку при проведении экспериментов в группе эксплуатации циклотрона во главе с Б.А.Загером, обеспечившей четкую работу ускорителя. Авторы признательны также С.М.Поликанову за ценные замечания.

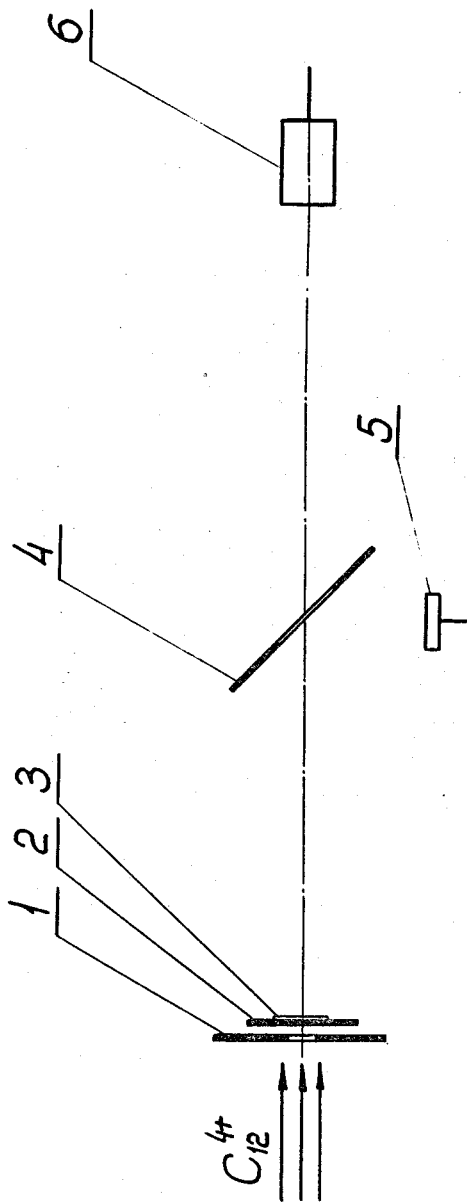


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 - диафрагма, 2 - подложка мишени ($1,8 \text{ мг/см}^2 \text{ Al}$), 3 - мишень ($300\text{--}400 \text{ мкг/см}^2 \text{ Вi}$ или Pb), 4 - сборник ядер отдачи ($1,8 \text{ мг/см}^2 \text{ Al}$), 5 - полупроводниковый детектор Au-Si , 6 - цилиндр Фарадея.

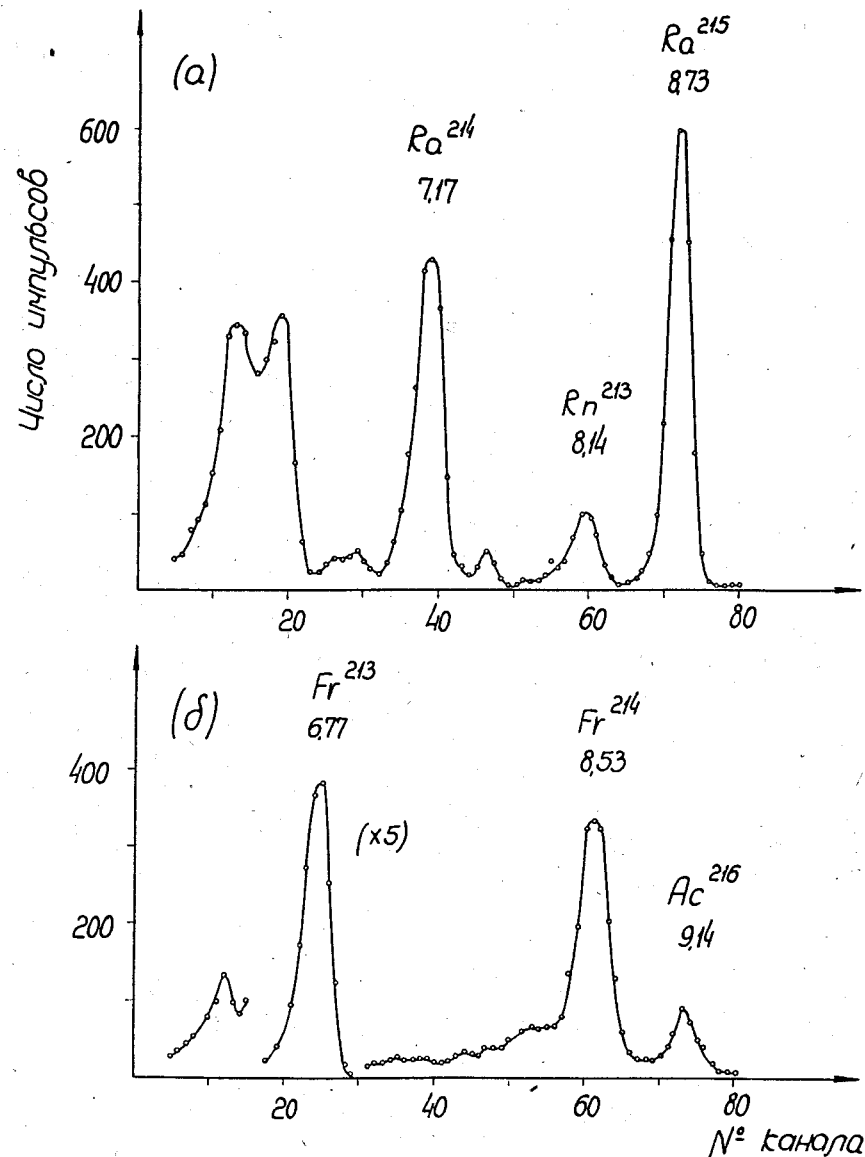


Рис. 2. Спектры α -частиц, измеренные в интервалах между импульсами пучка при облучении ионами C^{12} с энергией 78 Мэв свинца (а) и висмута (б).

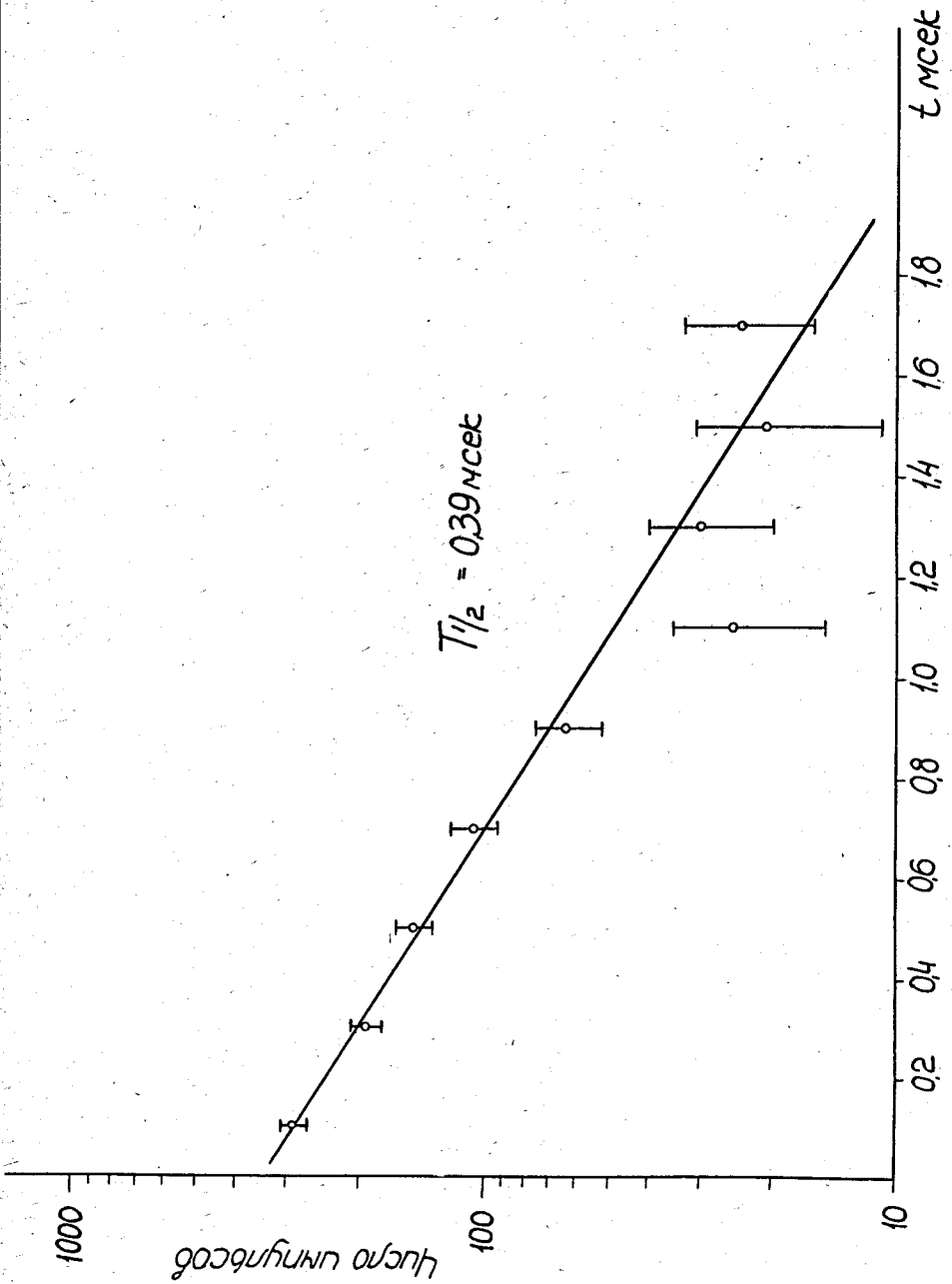


Рис. 3. Распад Ac^{216} .

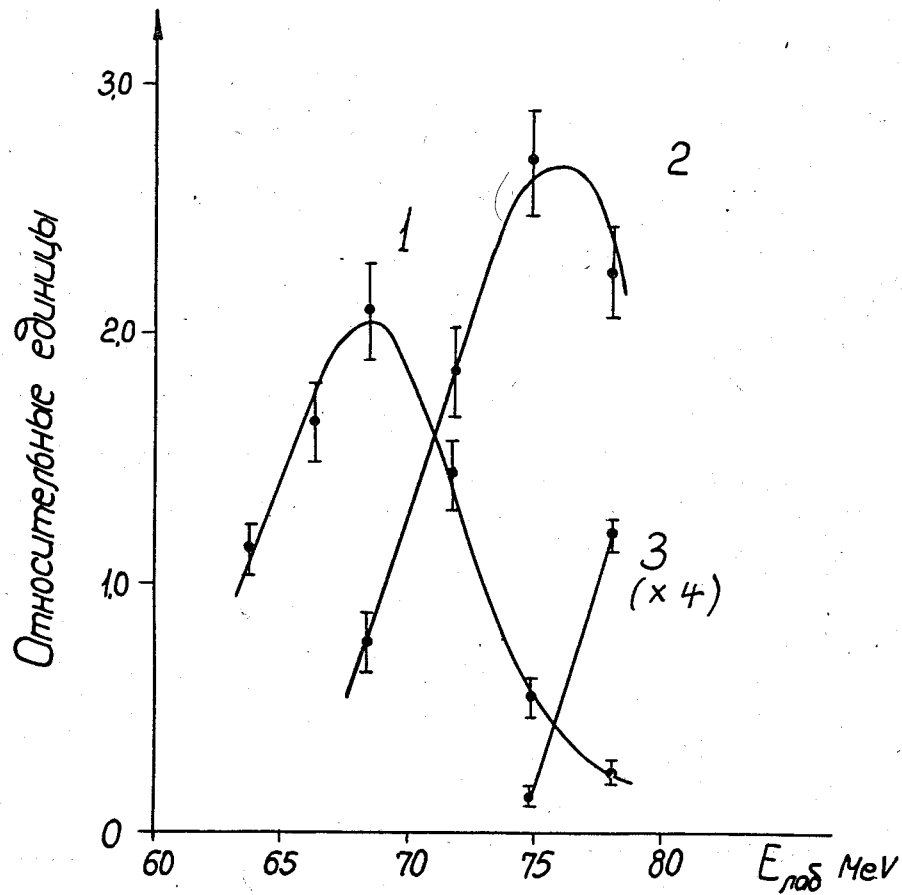


Рис. 4. Функции возбуждения

- 1 - $\text{Bi}^{209} (\text{C}^{12}, 3\text{n}) \text{Ac}^{218} \xrightarrow{\alpha} \text{Fr}^{214}$
- 2 - $\text{Bi}^{209} (\text{C}^{12}, 4\text{n}) \text{Ac}^{217} \xrightarrow{\alpha} \text{Fr}^{213}$
- 3 - $\text{Bi}^{209} (\text{C}^{12}, 5\text{n}) \text{Ac}^{216}$

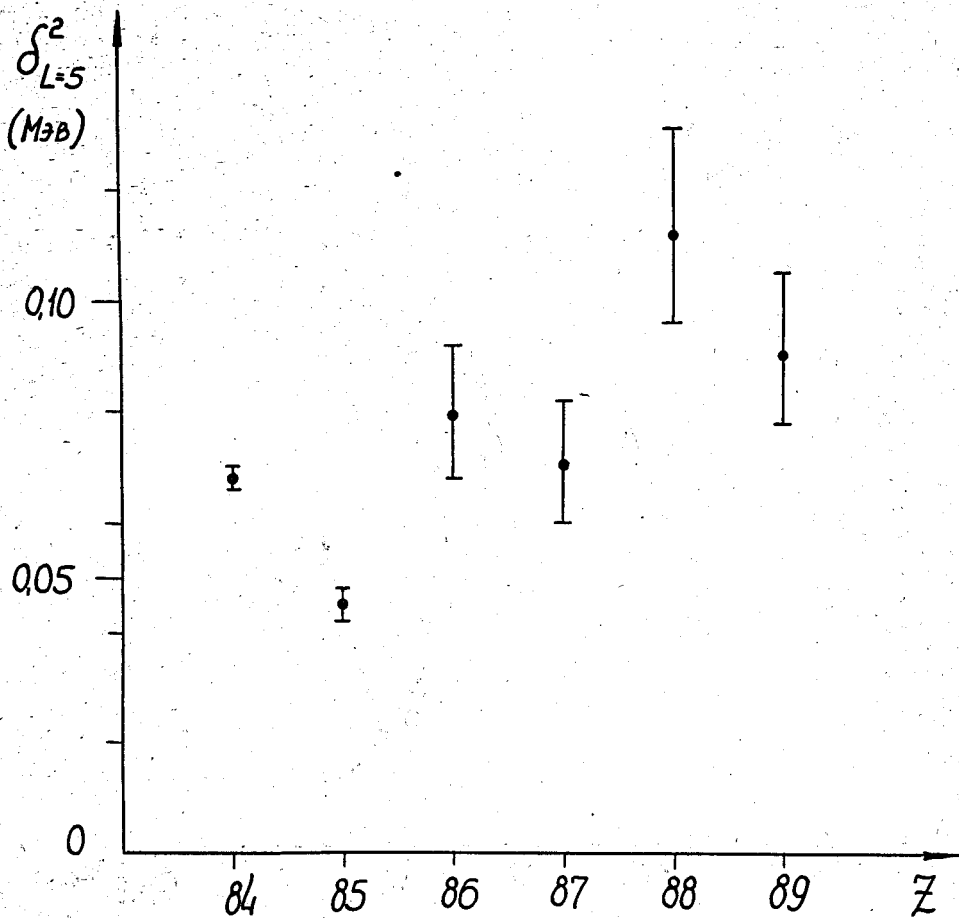


Рис. 5. Приведенные ширины α -распада для ядер с $N=127$, определенные из экспериментальных данных.