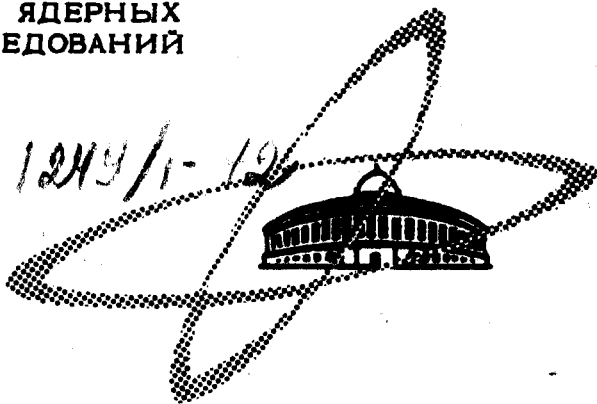


с 341.2 + с 343 е

К-18  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДФ, 1972, т. 16, в. 3, с. 447-53.

Дубна.



P7 - 6302

В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ф.Нормуратов,  
С.П.Третьякова

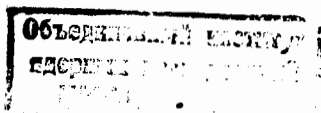
ВРЕМЕНА ЖИЗНИ  
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТАВНЫХ ЯДЕР  
В ДИАПАЗОНЕ  $79 < Z < 89$ ,  
ИЗМЕРЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

P7 - 6302

В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ф.Нормуратов,  
С.П.Третьякова

**ВРЕМЕНА ЖИЗНИ  
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТАВНЫХ ЯДЕР  
В ДИАПАЗОНЕ  $79 < Z < 89$ ,  
ИЗМЕРЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ**

*Направлено в ЯФ*



## 1. Введение

При описании ядерных реакций с ускоренными тяжелыми ионами часто пользуются моделью составного ядра для расчета спектров и угловых распределений продуктов реакций и отношений ширин распада составного ядра по различным каналам ( $\Gamma_n / \Gamma_f$ ,  $\Gamma_n / \Gamma_p$ ,  $\Gamma_n / \Gamma_\alpha, \dots$ ). Полученные эмпирические закономерности изменения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  в зависимости от  $Z$  и энергии возбуждения составных ядер сравниваются обычно с вычислениями, выполняемыми в одном из двух предположений о виде функции плотности уровней составного ядра от энергии возбуждения  $\rho(E)$ . Для слабо делящихся ядер ( $\Gamma_n / \Gamma_f \gg 1$ ) используется модель ферми-газа, в которой  $\rho(E) \sim \exp \sqrt{2aE}$ , для ядер с  $Z > 90$  ( $\Gamma_n / \Gamma_f \lesssim 1$ ) применяется модель с постоянной температурой -  $\rho(E) \sim \exp \frac{E}{T}$ . Если первая модель имеет достаточно глубокие физические основания, то вторая есть по-существу полуэмпирическая модель, основанная на согласии с опытом.

Несмотря на обоснованность, при использовании модели ферми-газа встречаются определенные трудности в связи с описанием экспериментальных данных. В ряде случаев приходится варьировать параметры

плотности уровней  $\sigma_n$ ,  $\sigma_f$  с изменением энергии возбуждения составного ядра. Это существенно снижает ценность модели. Следует отметить также, что согласование теоретических и экспериментальных значений  $\Gamma_n / \Gamma_f$  достигается, вообще говоря, неоднозначным выбором параметров плотности уровней  $\sigma_n$  и  $\sigma_f$ . Величина  $\Gamma_n / \Gamma_f$  весьма чувствительна к отношению  $\sigma_n / \sigma_f$ , а не к абсолютной величине того и другого параметра. На рис. 1, взятом из работы <sup>/1/</sup>, демонстрируется неоднозначность выбора параметров  $\sigma_c$  и  $\sigma_f$  при описании экспериментальной функции возбуждения реакции деления  $^{170}\text{Er}$  ( $^{16}\text{O}, f$ ), а также разногласие между экспериментом и расчетами, выполненными для любого набора параметров, если эти параметры не зависят от энергии возбуждения. Аналогичные выводы могут быть сделаны из анализа других экспериментальных данных. Отметим еще одно противоречие: если использовать параметры плотности уровней  $\sigma_c$  и  $\sigma_f$  на уровне  $\frac{A}{10} + \frac{A}{8}$ , дающие неплохое описание отношений  $\Gamma_n / \Gamma_f$ , то абсолютные значения ширины  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_f$ , получаемые в расчете, оказываются чрезмерно большими. Для энергий возбуждения около 100 МэВ можно получить значения  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_f$ , соответствующие временам жизни составного ядра меньше  $10^{-22}$  сек. Столь короткие времена жизни противоречат самой концепции составного ядра, которая является основой расчета и подтверждена экспериментально (например, видом угловых распределений осколков деления и функций возбуждения реакций типа (  $\text{HI}, \text{xn}$  )).

В модели с постоянной температурой абсолютные значения времен жизни составных ядер имеют порядок величин  $10^{-17}$  +  $10^{-18}$  сек. Кроме того, предсказывается постоянство ширины  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_f$  и их отношений  $\Gamma_n / \Gamma_f$  с ростом энергии возбуждения ядра, что противоречит экспериментальным данным о  $\Gamma_n / \Gamma_f$  для составных ядер с  $Z_c < 80$ .

Из всего сказанного следует, что абсолютные значения ширины  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_f$  чрезвычайно чувствительны к выбору варианта статистической модели составного ядра и феноменологических параметров моделей. Поэтому представляет большой интерес получение экспериментальных данных о временах жизни составных ядер.

Измерение времен жизни составных ядер в диапазоне  $\tau < 10^{-15}$  сек стало возможным в последние годы при использовании метода, основанного на наблюдении эффекта теней в угловых распределениях продуктов ядерной реакции на монокристаллической мишени <sup>12,3/</sup>. В работах <sup>4,5/</sup> этот метод был применен для измерения времен жизни составных ядер, образующихся при облучении монокристалла вольфрама ионами <sup>12C</sup>, <sup>16O</sup>, <sup>22Ne</sup>. Тени наблюдались в угловых распределениях осколков деления. Была зафиксирована разница глубин теней для двух идентичных кристаллографических осей  $\langle 111 \rangle$ , направленных под углами  $90^\circ$  и  $160^\circ$  к пучку. В специальных экспериментах было показано, что разность глубин теней  $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{160^\circ}$  связана с конечным временем жизни составного ядра, и получены значения времен жизни на уровне  $(2-5) 10^{-18}$  сек.

Поскольку был использован монокристалл из вольфрама естественного изотопного состава, то полученные времена жизни нельзя было отнести к распаду составного ядра с вполне определенной массой и энергией возбуждения.

В настоящей работе проделаны эксперименты по измерению времен жизни составных ядер, образующихся при облучении монокристаллических мишеней из разделенного изотопа вольфрама-186 (обогащение 90,5%) и тантала естественного изотопного состава (<sup>181Ta</sup> - 99,99%) ускоренными ионами <sup>11B</sup>, <sup>12C</sup>, <sup>16O</sup>, <sup>22Ne</sup>, <sup>31P</sup> при различной энергии.

## Обработка данных и результаты

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотронов У-300 и У-200 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Геометрия и условия опыта подробно описаны ранее <sup>4,5/</sup>. В экспериментах с ионами  $^{31}\text{P}$  в качестве детекторов осколков деления использовались кварцевые стекла, которые не регистрировали упруго рассеянные ионы фосфора. При изучении реакций с более легкими частицами применение детекторов из силикатного стекла обеспечивало надежную дискриминацию упруго рассеянных ионов. Время облучения выбиралось для каждой реакции таким, чтобы плотность треков осколков деления на поверхности детекторов составляла  $5 \cdot 10^3 + 10^4$  1/мм<sup>2</sup>. При этом теневая картина после химической обработки детекторов была видна визуально. В результате просмотра с помощью оптического микроскопа определялась зависимость плотности треков от расстояния на поверхности детектора при пересечении осевой тени. На рис. 2-4 представлены результаты просмотра для реакций  $^{186}\text{W} ( ^{31}\text{P}, f )$  при энергии ионов 195 и 155 Мэв и  $^{181}\text{Ta} ( ^{16}\text{O}, f )$  при энергии ионов 97 Мэв. Подобные результаты были получены и для всех других изученных реакций, которые перечислены в табл. 1. Из этих рисунков нетрудно видеть, что тени, соответствующие осям, ориентированным в направлении  $160^\circ$  по отношению к пучку, являются более глубокими, чем тени для углов  $90^\circ$ , для всех реакций. Причем разность глубин  $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{160^\circ}$  меняется в зависимости от энергии бомбардирующей частицы (см. рис. 2 и 3) и при переходе от одной реакции к другой (см. рис. 3 и 4). Рис. 1-4 носят иллюстративный характер. Точное определение глубины теней  $\chi_{90^\circ}$  и  $\chi_{160^\circ}$  и разности  $\Delta\chi$  производилось следующим образом: 1). Подсчетом числа треков в большом числе полей зрения микроскопа, расположенных на периферии вокруг тени, определялось среднее значение плотности треков вне тени (А) с высокой статистической точностью  $< 1\%$ ; 2). Так как в ми-

нимуме тени наблюдается небольшое число треков в каждом поле зрения, то мы просматривали область в районе минимума тени, состоящей из 100 полей зрения. Выбирался квадрат, состоящий из 9 или 16 полей, для которого сумма числа треков минимальна по сравнению со всеми другими квадратами, смещенными относительно него. Среднее число треков на одно поле зрения для этого квадрата является величиной  $B$ , разделив которую на  $A$ , получим глубину тени  $\chi = B/A$  с суммарной относительной ошибкой  $\frac{\delta\chi}{\chi} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta B}{B}$ . Относительная ошибка  $A$  обычно была на уровне 3-4%. При этом статистическая погрешность  $\frac{\delta\Delta\chi}{\Delta\chi}$  величины  $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{160^\circ}$  не превышала 30%.

Поскольку угловые размеры тени невелики, ширина на половине глубины составляла  $2-3^\circ$ , то существенным являлся вопрос о влиянии аппаратного углового разрешения опыта на величины  $\chi$ . Аппроксимируя трехмерную форму тени параболоидом вращения, можно получить приближенную формулу для аппаратного увеличения значения  $\chi$ :

$$\delta\chi = \frac{1}{6} (1 - \chi) \frac{a^2}{b^2}, \quad (1)$$

где  $a$  - диаметр проекции излучающего пятна мишени на плоскость, параллельную детектору,  $b$  - диаметр тени на поверхности детектора. В большинстве случаев эта поправка составляла менее 1% от величины  $\chi$  и была почти одинакова для  $\chi_{90^\circ}$  и  $\chi_{160^\circ}$ . Поэтому она практически не вносила никакого вклада в разность  $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{160^\circ}$ .

Из полученных значений  $\Delta\chi$  извлекались времена жизни составных ядер. Для вычислений использовалась формула, приведенная в работе <sup>16/</sup>, которая вытекает из теоретической работы Линдхарда <sup>17/</sup>

$$\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{160^\circ} = 2CNd\pi \frac{V_c^2 r^2}{V_c r \sin 20^\circ} \left\{ (1 - \sin^2 20^\circ) + \left(1 + \frac{r_c}{V_c r \sin 20^\circ}\right) \sin^2 20^\circ \exp\left(\frac{r_c}{V_c r \sin 20^\circ}\right) - \right. \\ \left. - \left(1 + \frac{r_c}{V_c r}\right) \exp\left(-\frac{r_c}{V_c r}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{r_c}{V_c r}\right)^2 \left[ \exp\left(\frac{r_c}{V_c r \sin 20^\circ}\right) - \exp\left(-\frac{r_c}{V_c r}\right) \right] + \right. \\ \left. + \exp\left(-\frac{r_c}{V_c r}\right) + \exp\left(-\frac{r_c}{V_c r \sin 20^\circ}\right) \right\}, \quad \text{где} \quad (2)$$

$C$  - полуэмпирический параметр, равный  $2,5 \pm 0,5$ ;  $N$  - плотность атомов в кристалле;  $d$  - расстояние между соседними атомами в выбранной кристаллографической оси;  $r_c$  - параметр обрезания атомного потенциала;  $V_c$  - скорость составного ядра;  $\tau$  - время жизни составного ядра.

В таблице 1 приведены полученные значения времен жизни для изучаемых нами реакций.

Следует остановиться на точности извлечения времен жизни из измеренных на опыте величин  $\Delta\chi$ . Основную неточность в расчетах дает неопределенность величины параметра обрезания атомного потенциала  $r_c$ . Авторы используемой нами формулы дают для  $r_c$  значение  $0,4 \text{ \AA}^{1/6}$ . Вместе с тем, в литературе имеются сведения о том, что, по крайней мере, в некоторых случаях  $r_c$  может быть меньшим. В работе <sup>18/</sup> производилось измерение времени протекания реакции

$Ge(p, p')$  при энергии протонов от 5 до 6 Мэв. В этих экспериментах связь между величиной смещения и формой тени в угловом распределении рассчитывалась как с помощью формулы, подобной (2), так и путем моделирования на ЭВМ траекторий протонов в монокристалле  $Ge$ . При этом оказалось, что найденные времена жизни по данным моделирования траектории согласуются со значениями, полученными в модели Линдхарда с параметром  $r_c = 0,15 \text{ \AA}$ . Этот результат нельзя рассматривать как экспериментальное определение значения  $r_c$ , пригодного для любых частиц, движущихся в любых монокристаллах. Однако он указывает на необходимость исследования этого вопроса.

Как видно из таблицы, использование того или иного значения  $r_c$  существенно меняет масштаб получаемых значений времен жизни, но мало сказывается на их отношениях для различных реакций.

Оценки показывают, что из-за неопределенности значений параметра  $r_c$  и полуэмпирической константы  $C$  может возникнуть системати-



ческая ошибка для абсолютных значений  $\tau$ , искажающая результат не более чем в 4 раза, что не мешает, однако, сравнивать результаты различных реакций при различных энергиях возбуждения.

### Обсуждение результатов

В таблице 1 приведены полученные нами значения времен жизни составных ядер в диапазоне изменения  $Z$  от 79 до 89 и энергий возбуждения от 60 до 100 Мэв. На рис. 5 данные представлены в виде, удобном для установления закономерностей изменения времени жизни составного ядра в зависимости от атомного номера. Видно, что с увеличением  $Z$  время жизни при энергии возбуждения  $\sim 60$  Мэв плавно уменьшается в интервале  $(7-3) \cdot 10^{-18}$  сек. Скорость изменения времени жизни в зависимости от энергии возбуждения  $\frac{\Delta \tau}{\Delta E}$  также уменьшается с ростом  $Z$  в интервале  $(1,9 - 0,3) 10^{-19}$  сек/Мэв.

Была сделана попытка сравнить полученные эмпирические закономерности с расчетом в модели ферми-газа. Поскольку для изученной области ядер отношение  $\Gamma_n / \Gamma_f \geq 1$ , то измеренные времена жизни составных ядер определяются главным образом временами жизни по отношению к испарению нейтрона ( $\tau_n = \hbar / \Gamma_n$ ). В табл. 1 приводятся рассчитанные по формуле из работы /9/ времена жизни  $\tau_n$  для двух значений параметров плотности уровней  $\sigma_c = \sigma_n = A/8$  и  $\sigma_c = \sigma_n = A/4$ . Видно, что согласие теории с экспериментом по порядку величины времени жизни для энергии возбуждения около 60 Мэв достигается лишь при аномально высоком значении параметра плотности уровней  $A/4$ . Однако даже при выборе такой величины  $\sigma_c = \sigma_n = A/4$  зависимость времени жизни от энергии возбуждения, полученная в расчете, оказывается существенно более резкой, чем наблюдаемая экспериментально, практически для всех составных ядер за исключением самых легких. Для реакций  $^{186}\text{W} (^{12}\text{C}, f)$  и  $^{186}\text{W} (^{16}\text{O}, f)$  имеется

качественное согласие в ходе зависимости  $\tau$  от энергии возбуждения. В случае же реакций с ионами  $^{31}\text{P}$  и  $^{22}\text{Ne}$  измеренное время жизни очень слабо зависит от энергии возбуждения составного ядра, т.е. ситуация здесь близка к предсказаниям модели с постоянной температурой. Расчет показал, что при использовании значения параметра температуры  $T_n$ , равного 1 Мэв, в модели с постоянной температурой можно получить времена жизни, мало отличающиеся от экспериментальных.

Таким образом, если не привлекать каких-либо новых представлений о поведении составных ядер или новых зависимостей плотности уровней от энергии возбуждения, можно сделать вывод о том, что изученный нами диапазон составных ядер  $79 < Z < 89$  является переходным от ядер, описываемых в модели ферми-газа, к ядрам, для которых справедлива модель с постоянной температурой.

Отметим, что приведенное выше сравнение теории с экспериментом — качественное, рассматриваются лишь основные черты полученных закономерностей. Поэтому не являются очень существенными некоторые факторы, которые могут, вообще говоря, несколько изменить экспериментальные результаты, например: поправки, учитывающие вклад процесса деления после испарения одного или нескольких нейтронов. Отсутствие подробных данных о зависимости  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от энергии возбуждения для исследованных ядер не позволяет точно рассчитать эту поправку к измеренному значению времени жизни.

Из полученных данных следует еще один вывод. Результаты эксперимента с монокристаллом из разделенного изотопа вольфрама-186 в пределах точности не отличаются от результатов, полученных на кристалле из вольфрама естественного изотопного состава <sup>/5/</sup>. Поэтому можно сказать, что в данном случае время жизни составного ядра слабо зависит от его массового числа.

Авторы благодарны академику Г.Н. Флерову за постоянное внимание и интерес к работе, Ю.Ц. Оганесяну и А.Ф. Тулинову за полезное обсуждение результатов, Ю.А. Александрову за предоставление монокристалла из разделенного изотопа  $^{186}\text{W}$ , а также коллективу эксплуатации циклотрона У-300 за обеспечение устойчивой работы ускорителя.

#### Литература

1. F.Plasil. Report UCRL-11/93 (1963).
2. А.Ф. Тулинов. ДАН СССР 185, 546 (1965).
3. O.S.Gemell, R.E.Holland. Phys.Rev.Lett., 14, 945 (1965).
4. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ф. Нормуратов. ЯФ, 14, 489 (1971).
5. С.А. Карамян, Ф. Нормуратов, Ю.Ц. Оганесян. Сборник ОИЯИ Д7-5769, Дубна (1971).
6. W.M.Gibson, K.O.Nielsen.Phys.Rev.Lett., 24, 114 (1970).
7. J.Lindhard. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 34, 14 (1965).
8. G.J.Clark et al. Nucl.Phys., A173, 73 (1971).
9. Дж. Юзенга, Р. Ванденбош. Сб. ядерные реакции, Атомиздат, 1964, т. 2, стр. 51.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 февраля 1972 года.

Таблица

Реакция	$E_{\text{част. мэв.}}$	$E^*$ мэв.	$\Delta \chi$	$\tau_{\text{эксп.}} \cdot 10^{-19} \text{ сек.}$		$\tau_{\text{теор.}} \cdot 10^{-19} \text{ сек.}$	
				$\tau_c = 0,4 \text{ \AA}$	$\tau_c = 0,2 \text{ \AA}$	$a_n = a_c = A/8$	$a_n = a_c = A/4$
$^{186}\text{W}(^{11}\text{B}, f)$	87	80	$0,096 \pm 0,014$	69	38	0.79	16
$^{186}\text{W}(^{12}\text{C}, f)$	80	64	$0,087 \pm 0,015$	67	37	1.1	22
$^{186}\text{W}(^{13}\text{C}, f)$	108	89	$0,007 \pm 0,015$	$\leq 19$	$\leq 11$	0.29	4.2
$^{181}\text{Ta}(^{16}\text{O}, f)$	96	63	$0,104 \pm 0,047$	60	32	3.7	130
$^{181}\text{Ta}(^{16}\text{O}, f)$	137	101	$0,004 \pm 0,035$	$\leq 33$	$\leq 18$	0.45	8.1
$^{186}\text{W}(^{16}\text{O}, f)$	97	67	$0,083 \pm 0,015$	52	29	1.2	26
$^{186}\text{W}(^{16}\text{O}, f)$	137	103	$0,015 \pm 0,008$	22	12	0.22	3.1
$^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, f)$	116	69	$0,044 \pm 0,030$	33	19	3.3	110
$^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, f)$	174	120	$0,081 \pm 0,030$	37	21	0.35	4.4
$^{186}\text{W}(^{22}\text{Ne}, f)$	116	68	$0,080 \pm 0,015$	42	23	1.5	36
$^{186}\text{W}(^{22}\text{Ne}, f)$	174	119	$0,046 \pm 0,015$	27	15	0.14	2.0
$^{181}\text{Ta}(^{31}\text{P}, f)$	155	60	$0,023 \pm 0,034$	$\leq 27$	$\leq 15$	9.3	430
$^{181}\text{Ta}(^{31}\text{P}, f)$	195	94	$0,047 \pm 0,030$	22	12	0.81	17
$^{186}\text{W}(^{31}\text{P}, f)$	155	59	$0,091 \pm 0,008$	33	18	1.8	43
$^{186}\text{W}(^{31}\text{P}, f)$	195	92	$0,033 \pm 0,009$	20	11	0.27	3.6

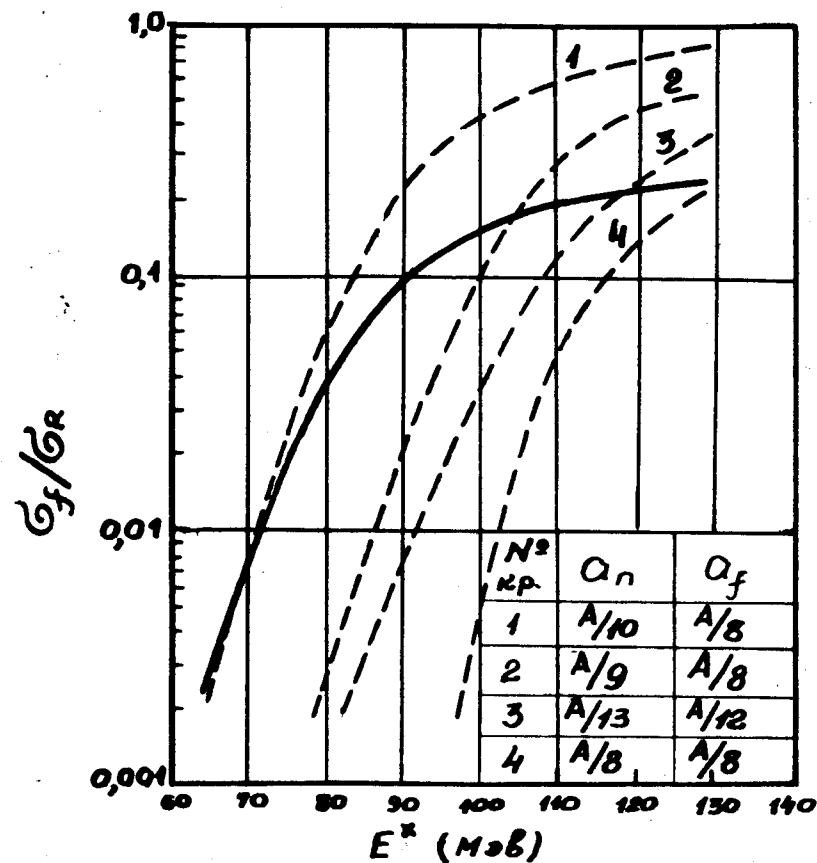
Рис. 1. Сравнение экспериментальной и расчетной функции возбуждения реакции деления  $^{170}\text{Er}(^{16}\text{O}, f)^{171}$  в модели ферми-газа.

Рис. 2. Зависимость числа треков осколков деления в единице площади ( $0,27 \times 0,27 \text{ мм}^2$ ) диэлектрического детектора от угла, отсчитываемого от направления одной из двух кристаллографических осей  $\langle 111 \rangle$ , ориентированных под углами  $90^\circ$  и  $160^\circ$  к пучку для реакции  $^{186}\text{W} (^{31}\text{P}, f)$  при энергии ионов  $195 \text{ МэВ}$ .

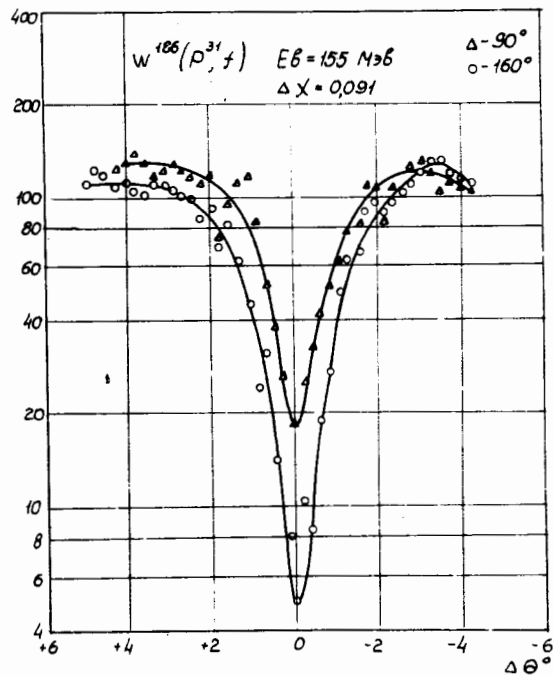
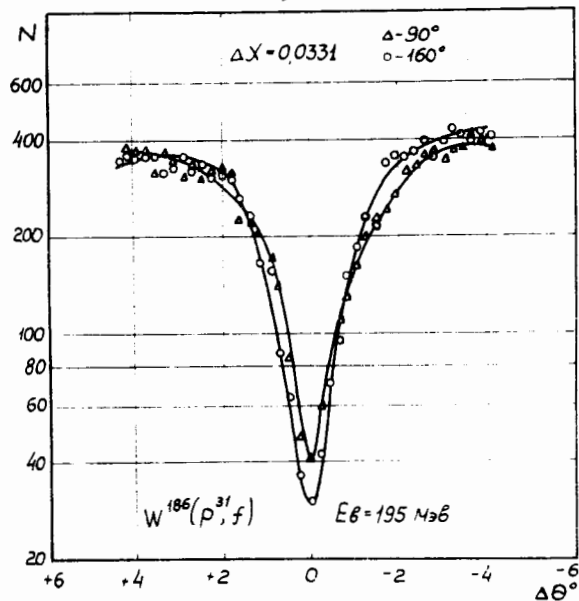


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для реакции  $^{181}\text{Ta} (^{16}\text{O}, f)$  при энергии ионов  $^{31}\text{P}$   $155 \text{ МэВ}$ .

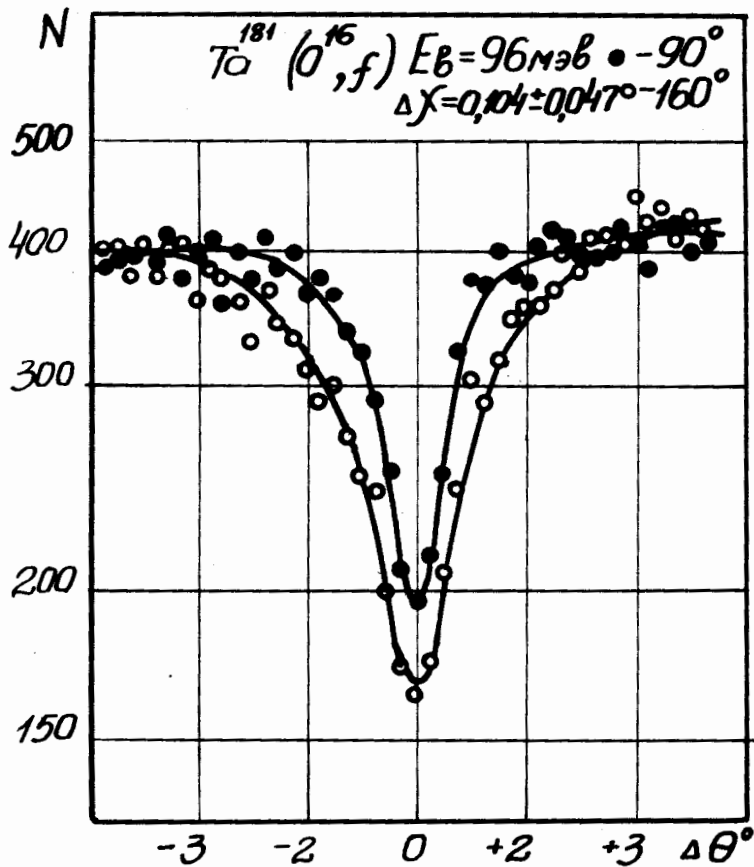


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для реакции  $^{181}\text{Ta} (^{16}\text{O}, f)$  при энергии ионов 96 МэВ.

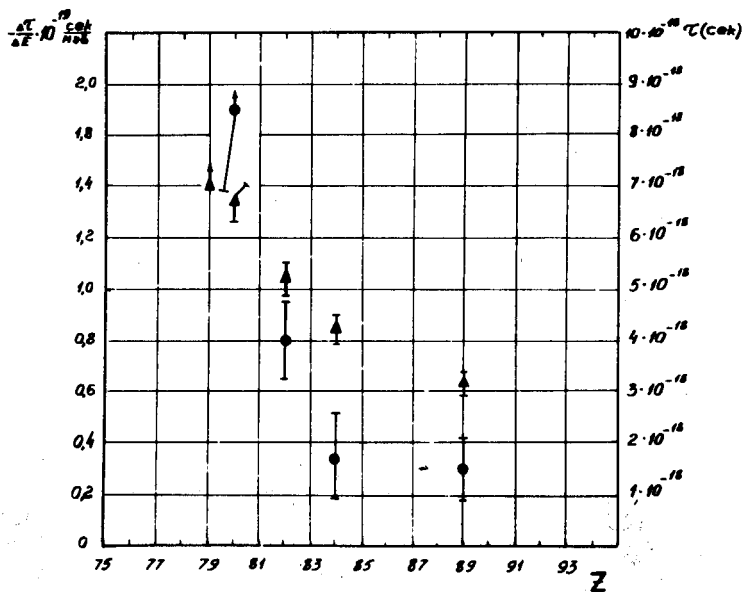


Рис. 5. Зависимость времени жизни составного ядра ( $\tau$ ) при энергии возбуждения 60 Мэв и параметра  $\Delta r / \Delta E^*$  от атомного номера составного ядра  $Z$ : ● —  $\Delta r / \Delta E^*$ , ▲ —  $\tau$ .