

1385

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАП.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Г. Кумпф, В.А. Карнаухов

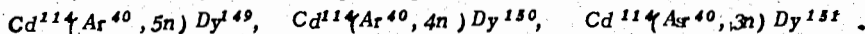
P-1385

ОСОБЕННОСТИ РАСПАДА  
СОСТАВНЫХ ЯДЕР ДИСПРОЗИЯ  
С ВЫСОКИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Дубна 1963

Особенности распада составных ядер диспрозия с высоким угловым моментом.

В работе приведены измерения энергетической зависимости сечений для следующих ядерных реакций:



Полученные функции возбуждения имеют вид, характерный для реакций испарения.

Приводится анализ экспериментальных данных на основе обобщенной модели Джексона /постоянная ядерная температура/ с учетом вращения и ограничения возможных значений спина.

Расчитанные функции возбуждения удовлетворительно согласуются с экспериментальными при следующем выборе параметров:

a/T=3Мэв; б/  $J_{кр} = 75 \hbar$  /предельный момент количества движения/; в/момент инерции составного ядра - твердотельный.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.**

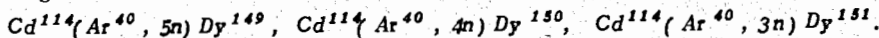
**Дубна.1963 .**

Kumpf H., Karnaukhov V.A.

P-1385

Some Features of Decay of Dy Compound Nuclei with High Angular Momentum.

Measurements of the energy dependence of the cross sections are given for the following nuclear reactions



The excitation functions obtained have a shape characteristic of evaporation reactions.

The analysis of the experimental data is based on a generalized model of Jackson (approximation of constant nuclear temperature) with account of rotation and cut-off in possible values of the spin.

The calculated excitation functions are in fairly good agreement with the experimental ones for the following parameters:

a)  $T=3 \text{ MeV}$ ; b)  $J_{cr} = 75 \hbar$  ( the limiting angular momentum ); c) the moment of inertia of the compound nucleus is that of a solid sphere.

**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.**

**Dubna. 1963.**

Г. Кумпф, В.А. Карнаухов

P-1385

ОСОБЕННОСТИ РАСПАДА  
СОСТАВНЫХ ЯДЕР ДИСПРОЗИЯ  
С ВЫСОКИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Дубна 1963

## I. Введение

Уже неоднократно отмечалось, что тяжелые ионы дают большие преимущества по сравнению с легкими бомбардирующими частицами при исследовании поведения составного ядра в широком диапазоне энергий возбуждения и угловых моментов. Конечно, процесс полного слияния и образования составного ядра не единственный при взаимодействии сложных ядер - имеют место и некоторые процессы прямого взаимодействия. Однако, как правило, можно выделять те случаи взаимодействия, которые связаны с образованием составного ядра, и исследовать особенности его распада.

В случае полного слияния иона и мишени появляются составные ядра с энергией возбуждения, которая определяется энергией пучка и энергией "распаковки". Значение углового момента при этом менее определено, поскольку реакция происходит при различных параметрах соударения.

В настоящее время пока нет экспериментальных методов, способных выделить ядра с определенным спином. Однако возможно получить одно и то же составное ядро в различных комбинациях пары мишень-частица, меняя тем самым распределение ядер по спином. Разные свойства составных ядер с одинаковыми  $Z$  и  $A$ , но полученных разными путями, позволяют судить о влиянии углового момента.

Использовавшиеся до сих пор ионы от  $C^{12}$  до  $Ne^{22}$  позволят получать составные ядра с угловыми моментами, которые мало отличаются друг от друга. Были предприняты попытки ускорить на циклотроне МЗИ ОИЯИ более тяжелые ионы - аргона. В специально выбранном режиме источника ионов удалось получить ток 1,5  $\mu$  А ионов  $Ar^{+7}$  и также 1  $\mu$  А  $Ar^{+8}$ . Большинство экспериментов было проведено с семизарядными ионами.

В качестве мишеней были выбраны изотопы  $Cd^{116}$  и  $Cd^{114}$  по следующим соображениям. Возникающие составные ядра  $Dy^{156}$  и  $Dy^{154}$  распадаются в значительной доле случаев с испусканием только нейтронов, так как эти ядра имеют относительно высокий кулоновский барьер. С другой стороны, в этой области ядер деление является еще весьма мало вероятным процессом<sup>1/</sup>. Но главное преимущество мишеней из тяжелых изотопов кадмия в том, что на них в результате реакций ( $Ar^{40}, xn$ ) получаются  $\alpha$ -активные изотопы редких земель. Ввиду очень ограниченного числа  $\alpha$ -излучателей в середине таблицы изотопов их можно идентифицировать по периодам, не применяя химических методов разделения.



## II. Экспериментальная часть

### а/ Условия облучения

В качестве мишеней использовались обогащенные изотопы  $Cd^{116}$  /состав:  $Cd^{116}$  72,4%,  $Cd^{114}$  11,8%,  $Cd^{113}$  3,2%,  $Cd^{112}$  6,5%,  $Cd^{111}$  1,3%,  $Cd^{110}$  2,6%,  $Cd^{108}$  0,2%,  $Cd^{106}$  0,2%/ и  $Cd^{114}$  /  $Cd^{114}$  91,6%,  $Cd^{116}$  1,5%,  $Cd^{113}$  2,0%,  $Cd^{112}$  1,3%,  $Cd^{111}$  1,4%,  $Cd^{110}$  0,9%,  $Cd^{108}$  0,6%,  $Cd^{106}$  0,7%/.

Мишени из окиси кадмия изготавливались методом электроосаждения  $Cd(NO_3)_2$  из органической среды. Прокаливанием нитрат превращался в окись. Подложкой мишени служила алюминиевая фольга толщиной 0,7 мг/см<sup>2</sup>. Количество вещества определялось взвешиванием на микровесах и составляло 1 мг/см<sup>2</sup>. Путем сравнения веса исходного кадмия с весом осадка и остающегося в растворе вещества было показано, что состав мишеней действительно соответствует формуле  $CdO$ .

Облучения проводились на специальном пробнике на внутреннем пучке циклотрона. Пучок падал на слой  $CdO$ . Образующиеся ядра отдачи пролетали через подложку мишени и тормозились в находящейся за мишенью стопке тонких алюминиевых сборников (0,6-0,7 мг/см<sup>2</sup>). Мишень и сборники размещались в охлаждаемой кассете.

В предварительных опытах измерялись пробеги ядер отдачи диспрозия с помощью тонкой мишени (80 мк /см<sup>2</sup>) и тонких сборников (300 мк /см<sup>2</sup>). Было найдено, что ядра распределены по глубине в алюминии строго по гауссовскому закону. При энергии отдачи  $E_R = 64$  Мэв /энергия падающих ионов 258/Мэв/ средний пробег ядер  $Dy$  в  $Al$  составляет  $\bar{R} = 2,40$  мг/см<sup>2</sup> и средний разброс  $\Delta R = 0,34$  мг/см<sup>2</sup>.

На рис. 1 представлена кривая пробег-энергия для ядер  $Dy$  и  $Tb$ . В диапазоне энергий до 30 Мэв она получена в работах<sup>12/</sup>, пробеги для больших энергий получены нами. Энергия рассчитывалась из условия полной передачи импульса.

Ионы аргона проходили через мишень и стопку фольг и попадали на коллектор. Число падающих ионов определялось по току на коллекторе с учетом равновесного заряда атомов аргона, вычисленного по данным работы<sup>13/</sup>. Так как равновесный заряд известен с недостаточной точностью, толщина стопки фольг, расположенной за мишенью, выбиралась таким образом, что во всех опытах ионы аргона достигали коллектора с приблизительно одинаковой энергией. Равновесный заряд при этом составлял 0,6-0,7 от заряда ядра аргона. Таким образом, была достигнута хорошая относительная точность измерений числа ионов в опытах с разными энергиями. В принципе можно было бы избежать неточностей в определении равновесного заряда, если бы удалось крепить мишень на коллекторе. В этом случае измерялся бы истинный ток  $Ar^{+7}$  или  $Ar^{+8}$ . Однако оказалось, что в нашем случае такие измерения искажались за счет ионов с зарядом < 7, ускорившихся на кратных гармониках высокой частоты,

Энергия ионов аргона измерялась с помощью полупроводникового детектора. Часть пучка проходила через небольшое отверстие в коллекторе и рассеивалась на золотой фольге толщиной 0,1 м. Рассеянные под углом 13° ионы попадали на детектор. Импульсы от детектора подавались через предусилитель и усилитель на 100-канальный анализатор. Энергия измерялась путем сравнения амплитуд от ионов  $Ar^{40}$  и от  $\alpha$ -частиц источника  $Th(C+C')$ . Полуширина линии ионов обычно составляла 6%, но можно сказать, что монохроматичность самого пучка значительно лучше. В опытах энергия варьровалась путем изменения радиуса.

### б/ Метод регистрации

После каждого облучения стопка сборников разбиралась, и с помощью  $\alpha$ -счетчиков с кристаллами  $ZnS$  снимались кривые распада. После того, как короткоживущие активности распались, каждый образец помещался в  $\alpha$ -камеру с сеткой для абсолютной калибровки счетчиков. Вводились поправки на толщину образцов. Точность абсолютного  $\alpha$ -счета лучше 5%. Кривые распада разлагались на электронно-вычислительной машине по методу наименьших квадратов на компоненты с периодами 17,9 мин /  $Dy^{149}$  /, 7,4 мин /  $Dy^{150}$  / и 4,1 ч /  $Tb^{149}$  /. Статистические ошибки коэффициентов разложения были обычно меньше 5%. Присутствие активностей с другими периодами не было обнаружено. При расчете сечений учитывалось, что  $Dy^{151}$ ,  $Dy^{150}$  и  $Tb^{149}$  распадаются в 6,2%, 17,9% и 10% всех случаев путем  $\alpha$ -распада<sup>14/</sup>.

В работе<sup>14/</sup> было замечено, что сечения реакций, в которых образуется  $Tb^{149}$  из составных ядер  $Tb$  пренебрежимо малы по сравнению с аналогичными реакциями на других ядрах. Причина в том, что у  $Tb^{149}$  есть изомерное состояние<sup>15/</sup>, которое с периодом 4 мин. распадается, испуская  $\alpha$ -частицу. Этот изомер "экранирует" основное состояние в реакциях. Можно поэтому считать, что весь наблюдаемый нами  $Tb^{149}$  появляется в результате  $K$ -захвата или  $\beta^+$  распада  $Dy^{149}$ . О свойствах распада  $Dy^{149}$  известно только, что у него короткое время жизни. К сожалению, нет прямых измерений относительной вероятности распада  $Dy^{149}$  в изомерное и основное состояния  $Tb^{149}$ . Однако по выходам соответствующих реакций можно оценить эту величину. Нами были измерены сечения реакций  $Cd^{116}(Ar^{40}, 5n)Dy^{151}$  и  $Cd^{114}(Ar^{40}, 5n)Dy^{149}$  и  $Tb^{149}$ . Выход тербия в последней реакции в 2,5 раза меньше, чем выход  $Dy^{151}$  в первой, а ход функций возбуждения один и тот же. Аналогичные наблюдения содержатся в работе<sup>14/</sup>. Можно, таким образом, утверждать, что только около 40%  $Dy^{149}$  переходит в основное состояние  $Tb^{149}$ . Это учитывалось при расчете выхода. Абсолютные значения поперечных сечений реакций, в которых образуется  $Dy^{149}$ , естественно, менее точны, чем остальные.

На рис. 2 представлены результаты измерения сечений различных реакций в зависимости от энергии ионов аргона. На рис. 3 приведены функции возбуждения, построенные по данным рис. 2. По оси ординат отложены значения вероятности испускания  $\chi$ -нейтронов  $F_x = \frac{\sigma_{xn}}{\sigma_0}$ ;  $\sigma_{xn}$  - сечение реакции с испусканием  $\chi$ -нейтронов,  $\sigma_0$  - полное сечение реакций  $X=3-7$ . Значения полных сечений брались из расчетов /8/, использующих модель черного ядра с резким краем. Параметр радиуса -  $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$  см. Эти сечения незначительно отличаются от классических, вычисленных по формуле

$$\sigma_0 = \pi (R_1 + R_2)^2 \left(1 - \frac{V}{E}\right),$$

где  $R_1, R_2$  - радиусы сталкивающихся ядер,  $V$  - высота кулоновского барьера,  $E$  - энергия частиц. По оси абсцисс на рис. 3 откладывалась энергия возбуждения составного ядра. Значение дефекта масс в реакции /52 Мэв/ было рассчитано с помощью таблиц масс /7/.

Следует отметить, что при уменьшении энергии ниже энергии максимума какой-либо реакции постепенно появляется эффект от примесей легких изотопов кадмия. Поэтому функции возбуждения на рис. 3 даны только в таком интервале энергий, где можно было надежно выделить эффект на основном изотопе.

### III. Анализ экспериментальных данных

Прежде чем перейти к анализу полученных результатов, сделаем несколько замечаний. Опыты не содержат прямого доказательства того, что все нейтроны вылетают в процессе испарения из равномерного разогретого составного ядра. Данные по пробегу ядер-отдачи соответствуют тому, что следовало ожидать для полной передачи импульса ядра аргона составной системе. Однако точность измерения не настолько высока, чтобы можно было заметить некоторое уменьшение пробега за счет вылета части нейтронов в процессе прямого взаимодействия. Эксперименты на других частицах /  $C^{12} - Ne^{20}$  / по изучению функций возбуждения для реакций с вылетом нейтронов /8/, исследования спектров и угловых распределений нейтронов /9/ позволяют предполагать, что для реакций с испусканием только нейтронов доминирующий механизм-распад составного ядра.

Общая картина распада вращающегося составного ядра уже неоднократно обсуждалась /см., например, /10/. Энергию возбуждения вращающегося ядра можно представить состоящей из "тепловой" и коллективной:  $E = E_T + E_C$ . Коллективная энергия определяется энергией вращения и деформации:  $E_C = E_R + \Delta(E_q + E_s)$ . При испарении нейтронов уменьшается в основном "тепловая" часть энергии возбуждения, поскольку каждый нейтрон уносит незначительную долю полного углового момента ядра. По оценкам /8/, средний угловой момент нейтрона не более  $3\hbar$ . Оставшийся угловой

момент уносится путем излучения каскада  $\gamma$ -квантов, наличие которого доказано в ряде экспериментальных работ.

При расчете функций возбуждения для реакций /  $Ar^{40}$  ,  $\chi n$  / мы исходили из правильности этой картины и предполагали, что испарение данного числа нейтронов определяется величиной  $E_T$ . В общих чертах ясно, как должны изменяться функции возбуждения при увеличении углового момента ядра. Наличие коллективной энергии, связанной с вращением, должно приводить к смещению максимумов функций возбуждения в сторону больших энергий и увеличению их полуширины. Это вызвано тем, что данное значение  $E_T$  может реализоваться в более широком диапазоне энергий возбуждения за счет вклада  $E_C$ . На рис. 3 показаны функции возбуждения для испарения 6-ти нейтронов, полученные в реакциях с более легкими, чем  $Ar$ , частицами. Они, действительно, уже и расположены при меньших энергиях возбуждения.

В основу расчета положена модель Джексона /11/, предложенная для объяснения сечений реакций  $(p, \chi n)$ . Схема расчета распространена на случай составного ядра с высоким угловым моментом. Основные предположения и исходные формулы расчета следующие.

а/ Предполагается, что составные ядра распределены по спинам  $J$  по классической формуле:

$$w(J) dJ = \frac{2J}{J_{max}^2} dJ \quad \text{для} \quad J < J_{max} = (R_1 + R_2) \sqrt{2\mu(E - V)},$$

$$w(J) = 0 \quad \text{для} \quad J > J_{max} \quad /1/$$

$\mu$  - приведенная масса.

Как показывает сравнение /1/ с распределениями, полученными по квантово-механическим расчетам /8/, в случае таких тяжелых частиц, как  $Ar^{40}$ , /1/ является хорошим приближением.

б/ Предполагается, что вращение существенно не деформирует ядро и не изменяет сумму кулоновской и поверхностной энергии, т.е.  $E_C = E_R = \frac{J^2}{2I}$ .  $I$  - твердотельный момент инерции сферического ядра. Распределение по  $J$  при данной энергии возбуждения нетрудно пересчитать в распределение по  $E_R$ :

$$w(E_R) dE_R = \frac{dE_R}{E_{Rmax}}, \quad \text{если} \quad E_R < E_{Rmax} = \frac{J_{max}^2}{2I}, \quad /2/$$

$$w(E_R) dE_R = 0, \quad \text{если} \quad E_R > E_{Rmax}$$

в/ Так же, как у Джексона /11/, принимается, что температура ядра  $T$  постоянна на всех ступенях нейтронного каскада. Тогда вероятность того, что внутренняя энергия  $E_T = E - E_R$  снимается нейтронами, записывается приближенно:

$$P(E_T, x) = I(\Delta_x, 2x - 3) - I(\Delta_{x+1}, 2x - 1) \text{ для } \sum_{i=1}^{x+1} B_i < E_T, \quad /3/$$

$$P(E_T, x) = 0 \text{ для } E_T < \sum_{i=1}^{x+1} B_i.$$

Здесь:  $\Delta_x = \frac{E_T - \sum_{i=1}^x B_i}{I}$ ,  $\Delta_{x+1} = \frac{E_T - \sum_{i=1}^{x+1} B_i}{I}$ , где  $B_i$  — энергия связи  $i$ -того нейтрона,  $I(z, n) = \frac{1}{n!} \int_0^z x^n e^{-x} dx$  — неполная  $\Gamma$ -функция. Из /3/ и /2/ можно получить вероятность того, что при энергии возбуждения  $E$  испускаются  $x$  нейтронов:

$$F_x = \int_0^{E_{R_{max}}} w(E_R) P(E - E_R, x) dE_R = \frac{I}{E_{R_{max}}} \int_{E - E_{R_{max}}}^E P(E_T, x) dE_T, \quad /4/$$

где  $P(E_T, x)$  определяется уравнением /3/:

Возникающие интегралы по первой переменной неполных  $\Gamma$ -функций были определены численно с помощью таблиц /12/. Оказалось, что рассчитанные таким путем вероятности  $F_x$  очень медленно убывают при больших энергиях /см. рис. 4, кривая 2/.

Это связано с тем, что среднее значение внутренней энергии  $\bar{E}_T$  слабо растет с ростом энергии возбуждения за счет вклада энергии вращения.

г/ В связи с этим вводится ограничение на возможные значения спинов составных ядер; предполагается, что не происходит образования составных ядер с угловым моментом больше некоторого критического  $J_{кр}$ . Это может происходить по нескольким причинам. Известно, что с большой вероятностью при краевых соударениях ядер протекают реакции передачи нуклонов и частичного слияния. В результате этого из процесса образования составного ядра выпадают состояния с угловыми моментами, близкими к  $J_{max}$ . Кроме того, из расчетов по капельной модели /13/ следует, что составные ядра с моментом, большим некоторого критического, не могут возникать, так как для них не существует равновесной формы. В расчетах обрезание спинов учитывается просто тем, что в нижней границе второго интеграла в /4/  $E_{R_{max}}$  не может принимать большие значения, чем  $E_{кр} = \frac{J_{кр}^2}{2I}$ . Вероятности  $F_x = \frac{\sigma_{xn}}{\sigma_0}$  зависят поэтому от трех параметров: температуры  $T$ , эффективного момента инерции  $I$  и критического момента  $J_{кр}$ . Рис. 4 показывает вероятность  $F_7$  для испарения семи нейтронов в зависимости от энергии возбуждения для некоторых наборов параметров. Кривая 1 рассчитана по формуле Джексона без учета коллективной энергии. С учетом вращения кривые помещаются направо, становятся более плоскими и расширяются. Без введения обрезания спинов /кривая 2/ функция возбуждения простирается до больших энергий с незначительным спадом. Когда включается обрезание, появляется более резкий спад со стороны больших энергий, причем  $J_{кр}$  определяет положение заднего фронта /кривые 3 и 4/. От температуры, естественно, зависит положение переднего фронта кривой. При изменении момента инерции меняется в основном вертикальное положение кривых. Наилучшее согласие вычисленных для всех реакций вероятностей с измеренными получается при следую-

щих значениях параметров:  $T = 3$  Мэв,  $I = \frac{2}{5} R^2 M$  — момент инерции твердой сферы / $R$  — радиус составного ядра/,  $J_{кр} = 75 \hbar$ . Рассчитанные с этими параметрами кривые приведены на рисунке 5.

Сравнение расчетных функций возбуждения с экспериментами показывает удовлетворительное согласие в форме кривых и в абсолютных значениях вероятностей реакций. Очевидно, предложенная простая модель для расчета вероятностей испарения нейтронов из вращающихся составных ядер в общих чертах верна. Кажется совершенно обязательным введение в такого сорта расчеты обрезания по моменту. Конечно, нельзя претендовать на большую точность в определении  $J_{кр}$ . Сравнение кривых 3 и 4 /рис.4/ показывает чувствительность формы кривой к  $J_{кр}$ . Нельзя из сравнения расчетов с экспериментами оценить  $J_{кр}$  с большей точностью, чем 20%. Кроме того, рассмотренная модель не учитывает деформацию вращающегося ядра, которая приведет к отклонению от квадратичной зависимости от момента для коллективной энергии. Учет деформации ядра, очевидно, несколько увеличит  $J_{кр}$ .

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Г.Н. Флерова за ободряющую поддержку при проведении экспериментов.

Профессору И. Шинтлмейстеру и К. Кауфманну из Центрального института ядерных исследований в Россендорфе мы благодарны за любезное предоставление кремниевых детекторов.

Авторы признательны коллективу эксплуатации, А.С.Пасюку и И.А.Шелаеву за обеспечение бесперебойной работы циклотрона.

Мы благодарны также Е.А.Логиновой за проведение расчетов на электронно-счетной машине.

#### Л и т е р а т у р а

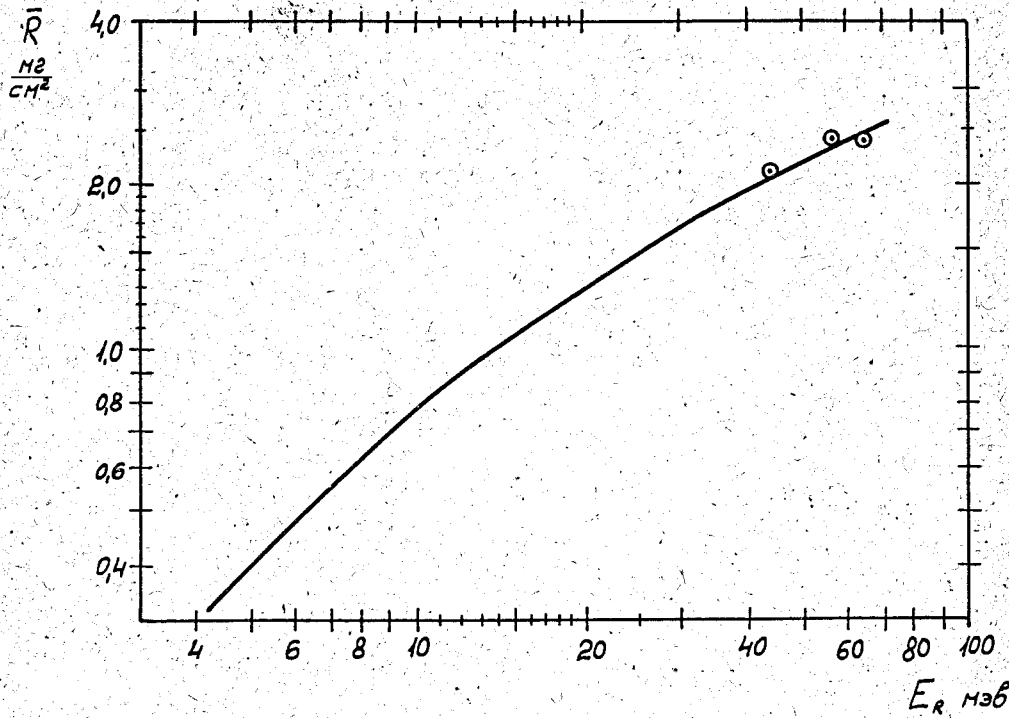
1. J.Gilmore, S.G.Thompson, F.Perlmann. Phys. Rev., **128**, 2276 (1962).
2. J.M.Alexander, D.H.Sisson. UCRL-10098 (1962).
3. F.W.Martin, L.C.Northcliffe. Phys. Rev., **128**, 1166 (1962).
4. G.N.Simonoff, J.M.Alexander. UCRL-10099 (1962).
5. R.D.Macfarlane. Phys. Rev., **126**, 274 (1962).
6. В.В. Бабиков. ЖЭТФ, **38**, 274 /1960/.
7. A.G.W.Cameron. Can. Jour. Phys., **35**, 102 (1957).
8. J.M.Alexander, G.N.Simonoff. UCRL-10541 (1962).
9. H.W.Broek. Phys. Rev., **124**, 233 (1961).
10. Г.Н. Флеров, В.А. Карнаухов. Доклад на симпозиуме по прямым взаимодействиям и механизмам ядерных реакций в Падуе. 1963.

11. J.D.Jackson. Can. Jour. Phys., 34, 767 (1956).

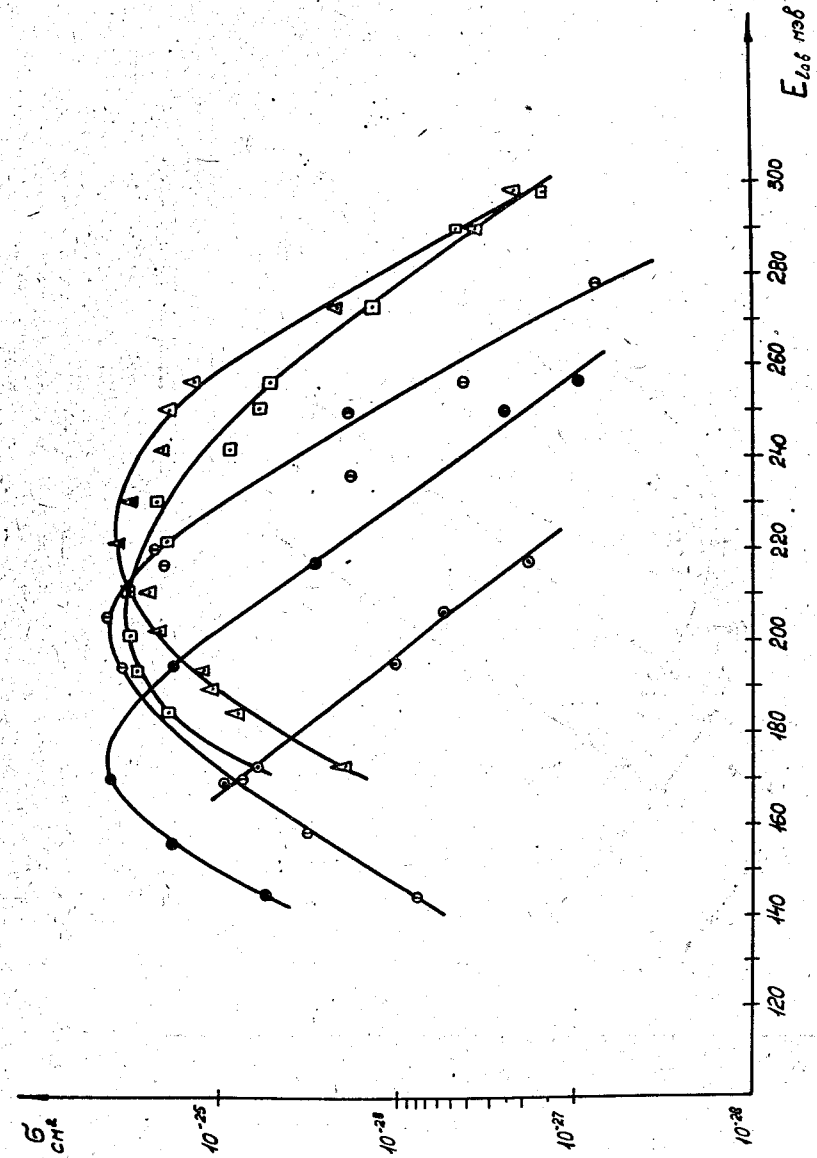
12. Е.Е. Слупкий. Таблицы неполной Г-функции. Москва. Изд. АН СССР, 1950.

13. Г.А. Пяк-Пичак. ЖЭТФ, 34, 341 /1958/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 августа 1963 г.

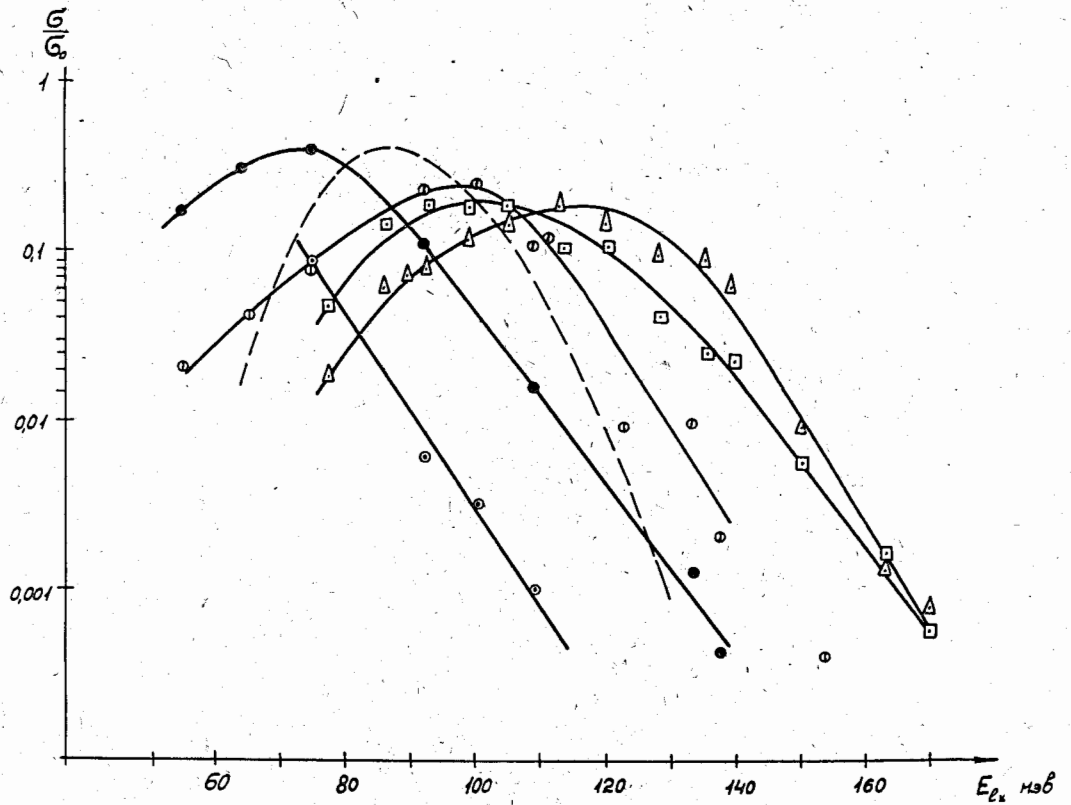


Р и с. 1. Зависимость среднего пробега  $\bar{R}$  ядер Dy в алюминии от энергии отдачи  $E_R$ . Нижняя часть кривой проведена по результатам работы [2].

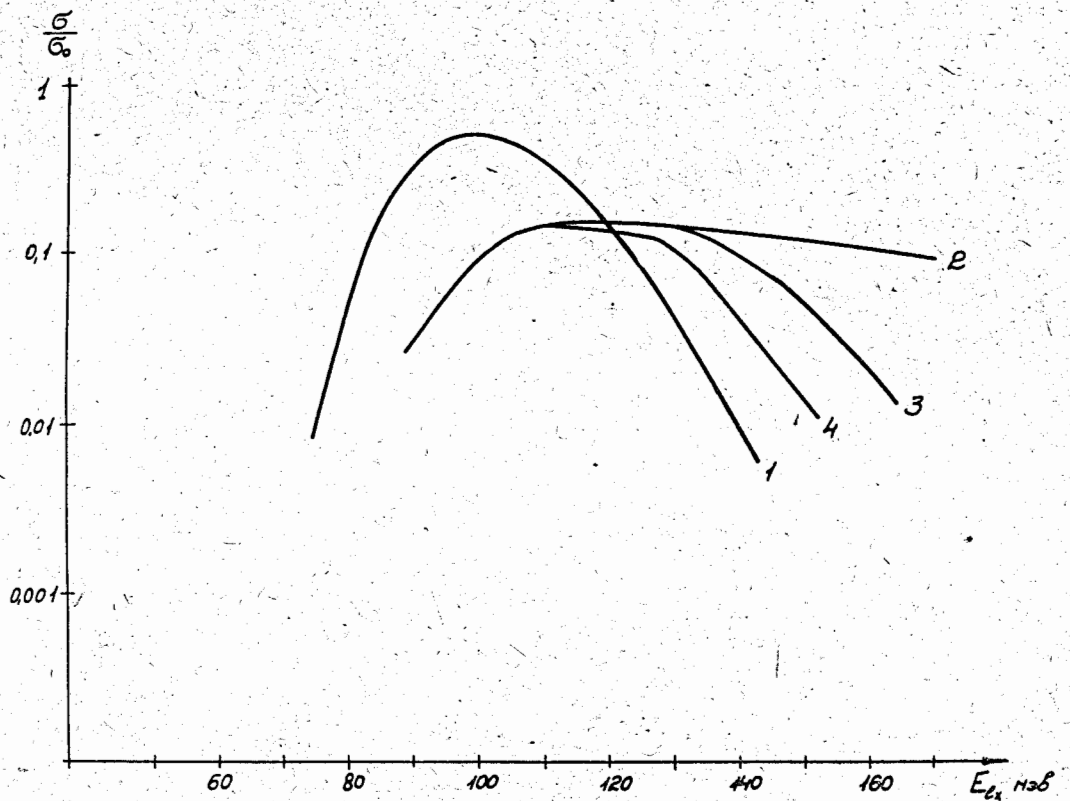


Р и с. 2. Зависимости сечений от энергии частиц в лабораторной системе для следующих реакций:  
 $Cd^{116} (Ar^{40}, 7n) Dy^{140}$ ;  $Cd^{114} (Ar^{40}, 5n) Dy^{140}$ ;  $Cd^{114} (Ar^{40}, 3n) Dy^{151}$   
 $Cd^{116} (Ar^{40}, 6n) Dy^{150}$ ;  $Cd^{114} (Ar^{40}, 4n) Dy^{150}$

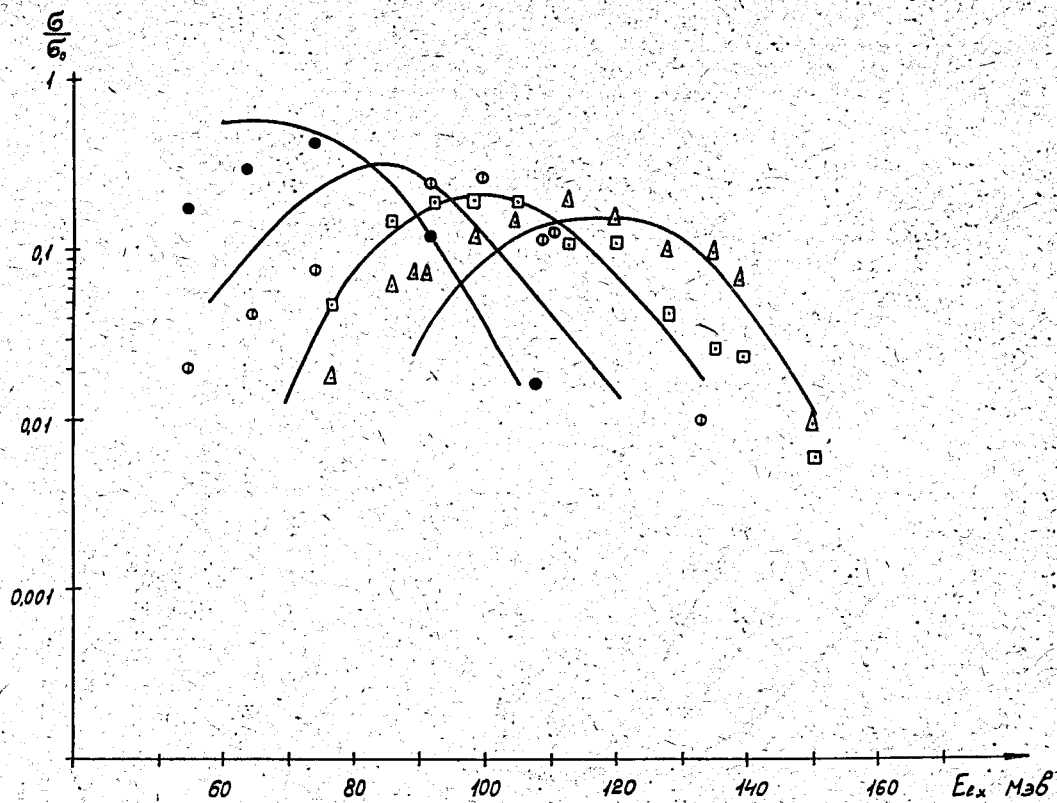




Р и с. 3. Вероятности испускания нейтронов  $P_n = \frac{\sigma_{xn}}{\sigma_0}$  / отношения сечений к полному сечению/. По оси абсцисс отложена энергия возбуждения составного ядра обозначения те же, что и на рис. 2. Пунктирная кривая функция возбуждения для реакции  $Nd^{144}(C^{12}, 6n)Dy^{150/8}$ .



Р и с. 4. Расчетные вероятности испускания семи нейтронов  
 1) без учета вращения;  
 2) с учетом вращения, без обрезания спинов;  
 3) с учетом вращения и обрезанием спинов при  $J_{kp} = 100\hbar$ ;  
 4) обрезание спинов при  $J_{kp} = 75\hbar$ , значение температуры  $T = 3\text{Мэв}$ , момент инерции ядра - твердотельный.



Р и с. 5. Расчетные вероятности. Значения параметров, входящих в расчеты: температура  $T=3$  Мэв, критический момент  $J_{kp}=75 \hbar$ , момент инерции ядра - твердотельный. Точки изображают экспериментальные данные.