3814

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 3814

А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев

Лаборатория теоретической физики

РАСЧЕТ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ИСПУСКАНИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМ ЯДРОМ С БОЛЬШИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

1968

P4 - 3814

А.С.Ильинов,[x)] В.Д.Тонеев

РАСЧЕТ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ИСПУСКАНИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМ ЯДРОМ С БОЛЬШИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Направлено в ЯФ

x) Томский политехнический институт

В в е д е н и е

Как было показано в ряде экспериментальных работ /1-3/, значительная часть взаимодействий тяжелых ионов с ядрами идет с образованием составного ядра. Отличительной чертой этих реакций является возможность получения высоковозбужденных ядер с большим угловым моментом. Такое ядро снимает свое возбуждение путем испускания нескольких частиц и последующей эмиссией γ - квантов [x)]. Следует отметить, что испускание частиц конкурирует с испусканием γ - квантов, и эта конкуренция особенно важна на конечной стадии снятия возбуждения.

Описание поведения высоковозбужденного ядра возможно на основе статистической теории /4-6/. Большие угловые моменты ядер позволяют упростить это описание, использовав классический подход, развитый в работах /6,7/. Однако теоретические расчеты относятся, в основном, к однократному испусканию частиц /7-11/; последовательное "испарение" нескольких частиц или, иначе говоря, каскадный характер испарения учитывался, как правило, лишь приближенно /12-15/. Все это затрудняло непосредственное сравнение с опытом.

Последовательный учет изменения характеристик возбужденного ядра в ходе процесса испарения выполнен в работах /16-19/ для случая, когда можно пренебречь влиянием углового момента. В работе /16/ для этого решалась система соответствующих зацепляющихся уравнений; авторы работ /17-19/ получили результаты с помощью метода Монте-Карло. Ис-

---

x) Мы не рассматриваем ядерные реакции на тяжелых ядрах, где существенную роль играет процесс деления ядер.

пользование метода Монте-Карло, естественно, отражает стохастический характер задачи.

В настоящей работе исследуется взаимодействие тяжелых ионов с ядрами, идущее через образование составного ядра, когда существенную роль играют состояния с большими значениями углового момента и энергии возбуждения. Конкретный расчет выполнен методом Монте-Карло для реакций $^{59}Ni + ^{16}O$ (E_0 = 160 Мэв), $^{64}Cu + ^{40}Ar$ (E_0 = 200 Мэв) и $^{116}Cd + ^{40}Ar$ (E_0 = 180-260 Мэв) x).

Используемая модель и общий порядок расчета

При описании испускания частицы ν с кинетической энергией E_ν и орбитальным моментом $\vec{\ell}$ в направлении $\vec{n}(\cos\theta, \phi)$ из составного ядра с угловым моментом $\vec{I}$, возбужденного до энергии U, мы исходили из классического приближения Эриксона-Струтинского /6,7/. Согласно этому приближению, мы пренебрегаем спинами испущенных частиц по сравнению с их угловыми моментами, хотя учитываем спины в соответствующих статистических факторах. Пренебрегаем также спином остаточного ядра-мишени. В дальнейшем будем оперировать величинами $\vec{\ell}$ и $\vec{I}$ как обычными классическими векторами.

Следуя /6,7/, для вероятности распада в единицу времени $P_\nu(\vec{I}, E_\nu, \vec{n})$, имеем в системе центра масс

$$P_\nu(\vec{I}, E_\nu, \vec{n})\, dE_\nu\, d\Omega_\nu =$$

$$= \frac{2 m_\nu g_\nu dE_\nu d\Omega_\nu}{\hbar^3 \rho(U, \vec{I})} \int \lambda^2 \delta(\vec{n}\vec{\ell})\, T_\ell^\nu(E_\nu)\, \rho(U_f, \vec{I} - \vec{\ell})\, d\vec{\ell} \qquad (1)$$

Здесь m_ν и g_ν – масса и статистический фактор испущенной частицы, ρ – плотность уровней соответствующего ядра, $T_\ell^\nu(E_\nu)$ – коэффициент прохождения, $U_f = U - V_\nu - B_\nu - E_\nu$ – энергия возбуждения остаточного ядра, где V_ν и B_ν – кулоновский барьер и энергия связи ν-ой частицы в составном ядре x). Полная вероятность распада состояния с угловым моментом I запишется в виде:

$$\Gamma_\nu(I) = \frac{1}{\hbar} \int P_\nu(\vec{I}, E_\nu, \vec{n})\, dE_\nu\, d\Omega_\nu. \qquad (2)$$

Для полного задания $P_\nu(\vec{I}, E_\nu, \vec{n})$ необходимо знать $T_\ell^\nu(E_\nu)$ и плотности уровней ρ. Ради простоты возьмем коэффициенты прохождения в приближении резкого обрезания, т.е.

$$T_\ell^\nu(E_\nu) = \begin{cases} 1, \text{ если } \ell < \ell_m = \sqrt{2M(E_\nu - B_\nu)}\, \dfrac{R_{вз}}{\hbar} \\ 0, \text{ если } \ell \geq \ell_m \end{cases} \qquad (3)$$

Здесь $R_{вз}$ – радиус взаимодействия, M – приведенная масса ядра и испущенной частицы. Выражение для плотности состояний возбужденного ядра с учетом углового момента получим, рассматривая это ядро как ротатор, для которого только часть полной энергии возбуждения доступна для внутренних, "тепловых" возбуждений. Таким образом,

$$\rho(U, \vec{I}) = \rho\left(U - \frac{\hbar I^2}{2J}, 0\right). \qquad (4)$$

При больших возбуждениях момент инерции J стремится к твердотельному значению /21/

$$J_{тв.т.} = \frac{2}{5} m A R^2,$$

x) *Здесь и далее E_0 – кинетическая энергия налетающего иона в лабораторной системе координат.*

x) *Значения B_ν вычислялись по формулам Камерона /20/, без учета оболочечных поправок.*

где m – масса нуклона, A – их число в ядре, R – радиус ядра. Поскольку точное значение J и его зависимость от U неизвестны, эту величину можно рассматривать как параметр теории.

Зависимость плотности уровней от энергии возбуждения взята в виде

$$\rho(U) = \text{Const}\ \exp 2\sqrt{aAU}\,, \tag{5}$$

где a – параметр плотности уровней [x)].

Существенным моментом любого расчета, использующего метод Монте-Карло, является розыгрыш характеристик исследуемого процесса, в данном случае величин $\vec{n}_\nu$, E_ν, $\vec{\ell}$ и типа испускаемой частицы. Такой розыгрыш можно осуществить, зная условные плотности вероятностей для этих характеристик, что получается соответствующим интегрированием выражений (1) и (2).

Следует отметить, что представление угловых и энергетических распределений испущенной частицы в аналитическом виде также связано с выполнением ряда интегрирований уравнений (1)-(2). Так, Эриксон и Струтинский /6,7/ с помощью ряда огрубляющих предположений получили угловое распределение частиц с фиксированной энергией и величиной орбитального момента ℓ, Каммури проинтегрировал их результаты по E_ν /8/, но сложность полученных выражений практически исключает возможность розыгрыша по ним характеристик процесса. Однако метод Монте-Карло дает одновременно информацию о всех характеристиках, и поэтому извлечение сведений, скажем, об угловом распределении частиц не связано, в отличие от работ /6-8/, с определенным порядком интегрирования. Удачный выбор порядка интегрирования и системы координат, в которой оно выполняется, позволил нам, не прибегая к обычно используемому разложению уравнения (4), получить в простом виде плотности вероятностей для величин $\vec{\ell}/\ell$ и ϕ.

---

x) *Данные расчеты выполнены для двух значений a = 0,10 и 0,05 Мэв$^{-1}$.*

Подставляя (3)-(5) в (2) и интегрируя по углам $\vec{\ell}/\ell$, имеем[x)]

$$\Gamma_\nu(I) = \text{Const}\int \exp\Big\{ 2\sqrt{aA\Big[U_f - \frac{1}{2J}(I^2+\ell^2) + \frac{1}{J}I\ell\,\text{Cos}\,\theta_\ell\Big]} - 2\sqrt{aA\Big(U - \frac{1}{2J}I^2\Big)}\Big\}\,\ell\,d\ell\,dE_\nu\,d\Omega_\nu\,, \tag{6}$$

где $\text{Cos}\,\theta_\ell$ – косинус угла между векторами $\vec{I}$ и $\vec{\ell}$.

Как видно из (6), $\Gamma_\nu(I)$ не зависит от азимутального угла вылета частицы. Интеграл по $\text{Cos}\,\theta_\ell$ также вычисляется просто, особенно в системе координат с осью z, направленной по $\vec{I}$. Однако оказалось эффективнее рассматривать подинтегральную функцию в (6) как трехмерную плотность вероятности величин ℓ, E_ν, $\text{Cos}\,\theta_\ell$ и делать их одновременную "браковку", используя метод "существенной выборки" /22/. Область задания этих величин определяется максимальной энергией частицы, соответствующим значением орбитального момента с учетом связи типа (3) и положительностью подкоренных выражений в показателе экспоненты в (6).

Вычисление $\Gamma_\nu(I)$, необходимое для определения типа испускаемой частицы, требует многократного интегрирования, которое нельзя сделать без ряда очень грубых упрощений. Но и тогда получаемые выражения чрезвычайно громоздки. В данном случае розыгрыш типа реакции основывался на приближенном соотношении /11/

$$\frac{\Gamma_1(I)}{\Gamma_2(I)} \approx \frac{m_1 g_1 \rho\left(\overline{U_{f_1} - \frac{1}{2J_1} I_{f_1}^2}\right)}{m_2 g_2 \rho\left(\overline{U_{f_2} - \frac{1}{2J_2} I_{f_2}^2}\right)}\,, \tag{7}$$

где черта над аргументом ρ означает усреднение по характеристикам соответствующей испущенной частицы. Для плотности уровней было ис-

---

x) *Это интегрирование тривиально в системе координат с осью $z \parallel \vec{\ell}$ из-за ортогональности $\vec{\ell}$ и $\vec{n}$.*

пользовано выражение (5). Расчеты конкуренции испускания частиц по уравнению (7) и по точным формулам хорошо согласуются друг с другом /11/, что указывает на справедливость сделанного предположения.

Приведенное выше выражение для $\Gamma_\nu(I)$ относится к состояниям составного ядра с фиксированным $\vec{I}$. В принципе необходимо усреднить результаты расчета по возможным значениям $\vec{I}$. Однако в приближении резкого обрезания для коэффициентов прохождения это усреднение будет выполняться автоматически, если, согласно (3), каждому параметру соударения иона с ядром поставим в соответствие определенный угловой момент I. Максимальный параметр столкновения R_m несколько меньше радиуса ядра R, поскольку периферические взаимодействия не приводят к образованию составного ядра /23/; в расчетах величина $\eta = \frac{R_m}{R}$ рассматривалась в качестве параметра.

Для упрощения вычислений пренебрегалось конкуренцией эмиссии γ - квантов.

Таким образом, общий порядок вычислений сводился к следующему:

1. Разыгрывался параметр соударения тяжелого иона с ядром, вычислялись угловой момент составного ядра $\vec{I}$ и его энергия возбуждения в системе центра масс сталкивающихся ядер.

2. Рассчитывались максимальные остаточные энергии $R_\nu = U - V_\nu - B_\nu$, и среди всех $R_\nu > 0$ разыгрывался тип испускаемой частицы согласно (7).

3. Для данного типа проводилась одновременная выборка значений E_ν, ℓ, $\cos\theta_\ell$ в соответствии с плотностью вероятностей, которая дается подинтегральной функцией выражения (6).

4. В системе координат с осью $z \parallel \vec{I}$ разыгрывался азимутальный угол вектора $\vec{\ell}$.

5. В системе координат с осью $z \parallel \vec{\ell}$ разыгрывался азимутальный угол вылетевшей частицы.

6. Все найденные величины приводились к системе центра масс сталкивающихся ядер и вычислялись характеристики остаточного ядра

$$\vec{I}_f = \vec{I} - \vec{\ell}, \quad U_f = R_\nu - E_\nu + \frac{I^2 - I_f^2}{2J}.$$

7. Для остаточного ядра вся процедура повторялась, начиная с пункта 2. Процесс обрывался, если оказывалось, что $R_\nu \leq 0$ для всех ν.

Изложенная программа была реализована на электронно-вычислительной машине М-20 ЛВТА ОИЯИ.

Среднее время счета одного типичного испарительного каскада составляет 6-8 сек.

Результаты расчета и их обсуждение

Одной из наиболее ярких особенностей взаимодействия тяжелых ионов с ядрами является четко выраженная анизотропия углового распределения частиц в системе центра масс. Вид углового распределения нейтронов и влияние параметров модели на результаты расчета для случая реакции $^{64}Cu + {}^{40}Ar$ (E_0 = 200 Мэв) показаны на рис.1.

Как видно из этого рисунка, вариант с η = 0,9, a = 0,1 Мэв$^{-1}$ и $J = J_{\text{тв.т.}}$ неплохо согласуется с опытом /24/. Уменьшение максимального параметра соударения R_m (т.е. η) и увеличение момента инерции системы J $^{x)}$ приводит к понижению вращательной энергии ядра и уменьшению анизотропии углового распределения. Эффективно такое же действие оказывает уменьшение параметра плотности уровней a.

На рис.2 показано, как изменяется угловое распределение в зависимости от типа частицы. Бо́льшая асимметрия испускаемых α - частиц связана с их большей массой и, следовательно, с бо́льшим орбитальным моментом ℓ. Это непосредственно видно из рассмотрения таблицы 1, где представлены значения $\bar{\ell}$; результаты расчета находятся в хорошем согласии с экспериментальными оценками /25/.

Характер распределений по ℓ демонстрируется на рис.3,4. По-видимому, орбитальные моменты испущенных частиц слабо зависят от Z и A сталкивающихся ядер и кинетической энергии налетающего иона. Влияние параметров модели на ℓ также невелико, однако оно заметнее проявляется в случае эмиссии α - частиц.

$^{x)}$ *Следует отметить, что изменение I оказывает большее влияние на угловые распределения, чем изменение J. Пренебрежение влиянием углового момента на характеристики испускаемых частиц соответствует $J \to \infty$.*

Результаты расчета энергетического спектра нейтронов (в системе центра масс), образующихся при бомбардировке меди ионами аргона с энергией 200 Мэв, даны на рис.5. Как и в случае угловых распределений, лучшее согласие с опытом /24/ получается для параметров $\eta = 0,9$, $a = 0,10$ Мэв$^{-1}$ и $J = J_{\text{тв.т.}}$. Интересно отметить, что замена $a = 0,10$ на $a = 0,05$ приводит к значительно более жесткому энергетическому распределению испущенных частиц, что объясняется увеличением эффективной температуры процесса; остальные параметры слабо сказываются на форме спектра.

Отсутствие экспериментальных данных по энергетическим распределениям заряженных частиц для рассматриваемой реакции вынуждает обратиться к другой ядерной реакции. На рис.6 показаны спектры кинетической энергии протонов и α - частиц для реакции $^{59}Ni + ^{16}O$ (E_c = 160 Мэв). Видно, что имеется согласие с опытом /25/ по форме и по положению максимума спектра; причем максимум спектра заметно сдвинут в сторону меньших энергий по сравнению со спектром, рассчитанным без учета влияния углового момента. Некоторое расхождение в области кулоновской энергии испущенной частицы, по-видимому, связано с использованным приближением резкого обрезания для коэффициентов прохождения(3).

Важной характеристикой является среднее число частиц, образовавшихся на одно неупругое взаимодействие, идущее через образование составного ядра, $\bar{n}_\nu$ ..Таблица II показывает, что и для этой характеристики согласие с экспериментом /25/ вполне удовлетворительное. Этот факт позволяет надеяться, что для угловых и энергетических распределений должно наблюдаться согласие с опытом не только по виду самих распределений, как было уже отмечено выше, но и по абсолютным значениям.

Большой интерес представляет исследование выхода отдельных изотопов в зависимости от энергии налетающего иона. Результаты расчета этих величин (функций возбуждения), по-видимому, весьма чувствительны к сделанным упрощающим предположениям, и в этом смысле функции возбуждения являются более тонкой характеристикой взаимодействия, чем, например, глобальные угловые или энергетические распределения. Конкретный анализ выполнен для реакции $^{116}Cd + ^{40}Ar$ в интервале энергий 180-260 Мэв на примере реакций с испусканием 6 и 7 нейтронов. Результаты расчета, представленные на рис.7 и 8, указывают лишь на качественное согласие с опытом /26/. Вариацией параметров в разумных пределах не удается добиться существенного улучшения полученных результатов. В силу сказанного выше, этот факт не является удивительным. Причина расхождения, по-видимому, заключена в тех предположениях, которые мы сделали для облегчения расчета, а именно:

1) пренебрежение конкуренцией эмиссии γ - квантов;
2) приближенное определение типа испускаемой частицы (7);
3) предположение о резком обрезании коэффициентов прохождения (3);
4) упрощенное выражение для плотности уровней (5);
5) пренебрежение структурными особенностями ядер.

Учет этих факторов в расчетах, выполненных на основе метода Монте-Карло, в принципе несложен. Исследование в этом направлении продолжается.

Выводы

Использование статистической модели в сочетании с методом Монте-Карло позволяет правильно описать поведение высоковозбужденного ядра с большим угловым моментом. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с опытом для таких характеристик взаимодействия тяжелых ионов с ядром, как угловые и энергетические распределения нейтронов и заряженных частиц, абсолютный выход частиц, величина орбитального момента, уносимого частицей.

Анализ влияния параметров модели показывает, что можно указать характеристики взаимодействия, на которые данный параметр влияет наиболее сильно.

Заметные расхождения с опытом наблюдаются лишь для рассчитанных функций возбуждения. Уменьшение этого расхождения требует более детального исследования ядерной реакции.

Литература

1. Г.Н.Флеров, В.А.Карнаухов. Препринт ОИЯИ, Д-1798, Дубна, 1964.
2. T.Sikkeland,E.L.Haines,V.E.Viola.Phys.Rev., 125,1350 (1962).
3. T.Silkkeland. Phys.Rev., 135, B669 (1964).
4. N.Bohr. Nature 137, 344 (1936).
5. H.A.Bethe. Rev.Mod.Phys., 9, 69 (1937).
6. T.Ericson. Adv. Phys., 9, 425 (1960).
7. T.Ericson, V.Strutinsky. Nucl.Phys., 8, 284 (1958).
8. T.Kammuri. Progr. Theor. Phys., 25, 235 (1961).
9. T.D.Thomas. Nucl. Phys. 53, 577 (1964).
10. R.H.Esterlund, B.D.Pate. Nucl.Phys.69, 401 (1965).
11. D.C.Williams, T.D.Thomas. Nucl.Phys., A92, 1 (1967).
12. D.V.Reams. Phys.Rev. 137 B332 (1965).
13. M.Blann, G.Merkel. Phys.Rev. 137, B373 (1965).
14. D.G.Sarantites, B.D.Pate. Nucl.Phys. A93, 545 (1967).
15. D.G.Sarantites. Nucl.Phys. A93, 567, 576 (1967).
16. J.J.Le Couteur, D.W.Lang.Nucl.Phys. 13, 32 (1959).
17. I.Dostrovsky, Z.Frankel, G.Friedlander. Phys.Rev. 116,683(1959).
18. I.Dostrovsky, Z.Frankel, L.Winsberg. Phys.Rev. 118, 781 (1960).
19. В.Д.Тонеев. ЛТФ ОИЯИ Б1-2740, Дубна, 1966.
20. A.G.W.Cameron. Can J.Phys. 35, 1021 (1957).
21. C.Bloch. Phys.Rev. 93, 1094 (1954).
22. Symposium on Monte Carlo Methods, by ed. N.A.Meyer; New York, 1956.
23. Б.Н.Калинкин, И.Ж.Петков. Acta Phys.Polonica 25, 265 (1964).
24. Г.Юнгклауссен. Яд.Физика, 2, 986 (1965).
25. W.J.Knox, A.R.Quinton, C.E.Andersen.Phys.Rev. 120, 2120 (1960).
26. Г.Кумпф, В.А.Карнаухов. ЖЭТФ 46, 1546 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 апреля 1968 года.

Таблица 1

Средние значения орбитального момента, уносимого частицей (в единицах $\hbar$)

Реакция	E_0 (Мэв)	$\bar{\ell}_n$	$\bar{\ell}_p$	$\bar{\ell}_\alpha$
$^{64}Cu + ^{40}Ar$ расчет	200	$1{,}6 \pm 0{,}2$	$1{,}9 \pm 0{,}2$	$4{,}9 \pm 0{,}5$
$^{116}Gd + ^{40}Ar$ расчет	230	$1{,}6 \pm 0{,}2$	$1{,}6 \pm 0{,}2$	$4{,}4 \pm 0{,}4$
$^{59}Ni + ^{16}O$ расчет	160	$1{,}6 \pm 0{,}2$	$1{,}7 \pm 0{,}2$	$4{,}5 \pm 0{,}4$
$^{59}Ni + ^{16}O$ /25/ эксп.	160	2	2	4

Примечание: Приведены результаты расчета для $\eta = 0{,}9$, $a = 0{,}10$ Мэв$^{-1}$ и $J = J_{тв.т.}$.

Таблица 2

Среднее число частиц на акт взаимодействия $^{59}Ni + ^{16}O$ ($E_0 = 160$ Мэв), идущего через образование составного ядра

	$\bar{n}_n$	$\bar{n}_p$	$\bar{n}_\alpha$	$\sum_\nu \bar{n}_\nu$
Расчет	$1{,}3 \pm 0{,}1$	$2{,}9 \pm 0{,}1$	$0{,}9 \pm 0{,}1$	$5{,}1 \pm 0{,}3$
Экспер./25/	$1{,}4 \pm 0{,}3$	$2{,}0 \pm 0{,}5$	$1{,}3 \pm 0{,}3$	$4{,}7 \pm 1{,}1$

Примечание: Приведены результаты расчета для $\eta = 0{,}9$, $a = 0{,}10$ Мэв$^{-1}$ и $J = J_{тв.т.}$.

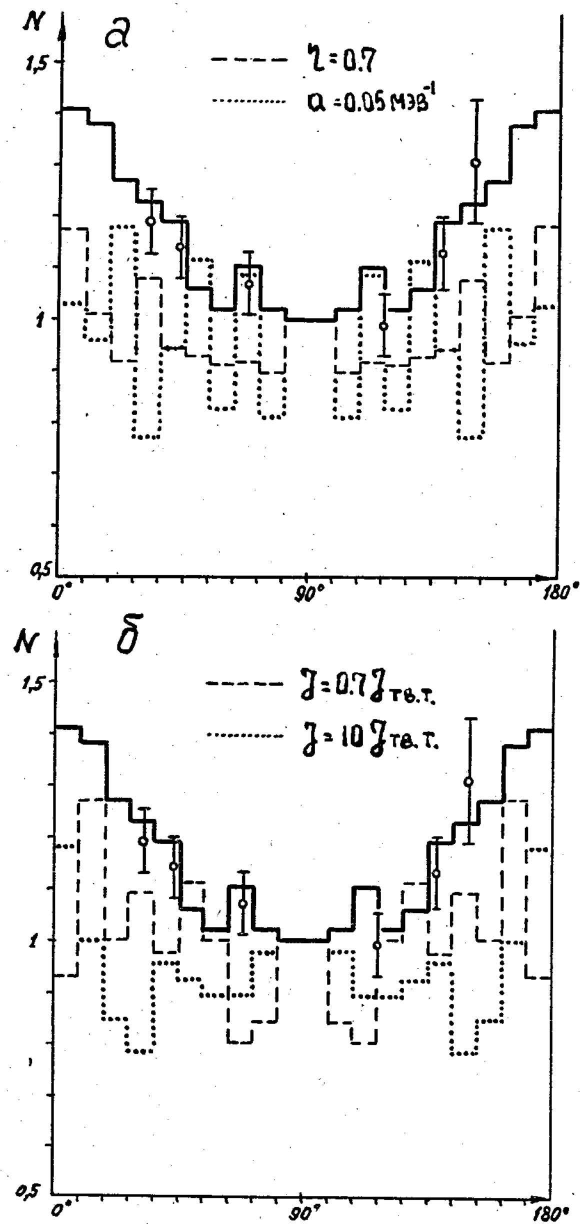

Рис.1. Угловые распределения нейтронов (в отн.единицах), испущенных в реакции $^{64}Cu + ^{40}Ar$ с E_0 = 200 Мэв. Сплошная кривая соответствует основному варианту η = 0,9; a = 0,10 Мэв$^{-1}$, $J = J_{тв.т.}$; остальные кривые отражают вариации параметров η, a и J. Экспериментальные точки взяты из работы /24/.

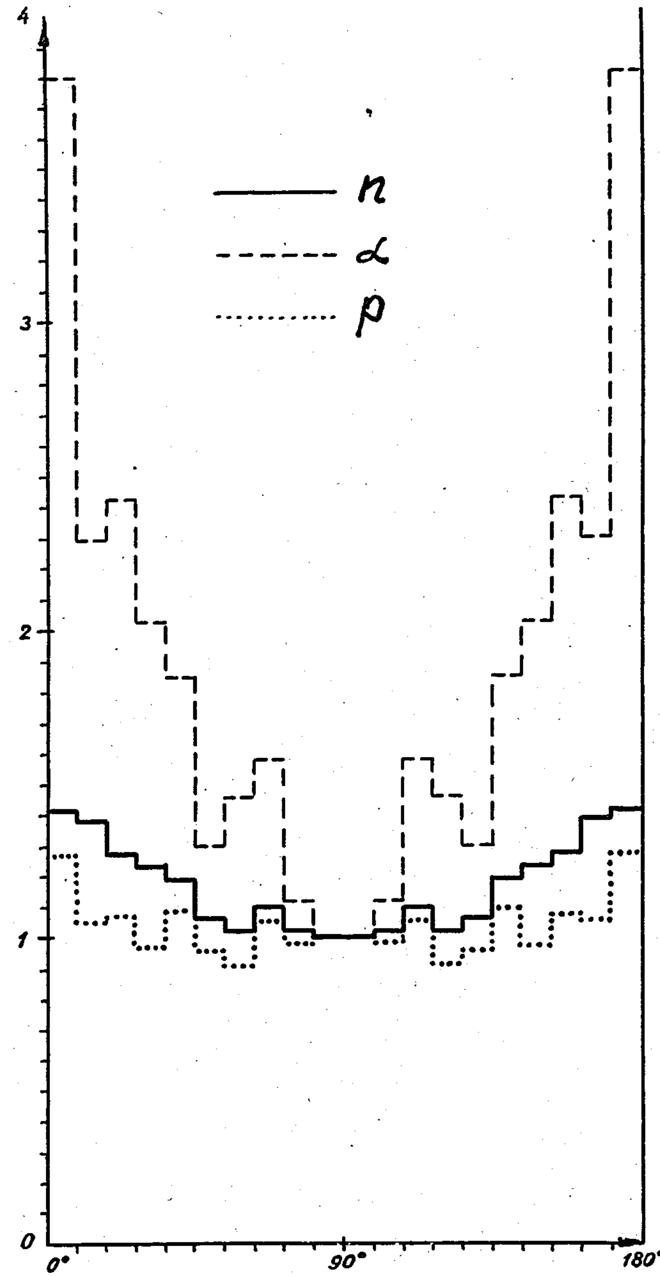

Рис.2. Угловые распределения нейтронов, протонов и α – частиц, образованных при взаимодействии $^{64}Cu + ^{40}Ar$ (E_0 = 200 Мэв). Расчет выполнен для основного варианта.

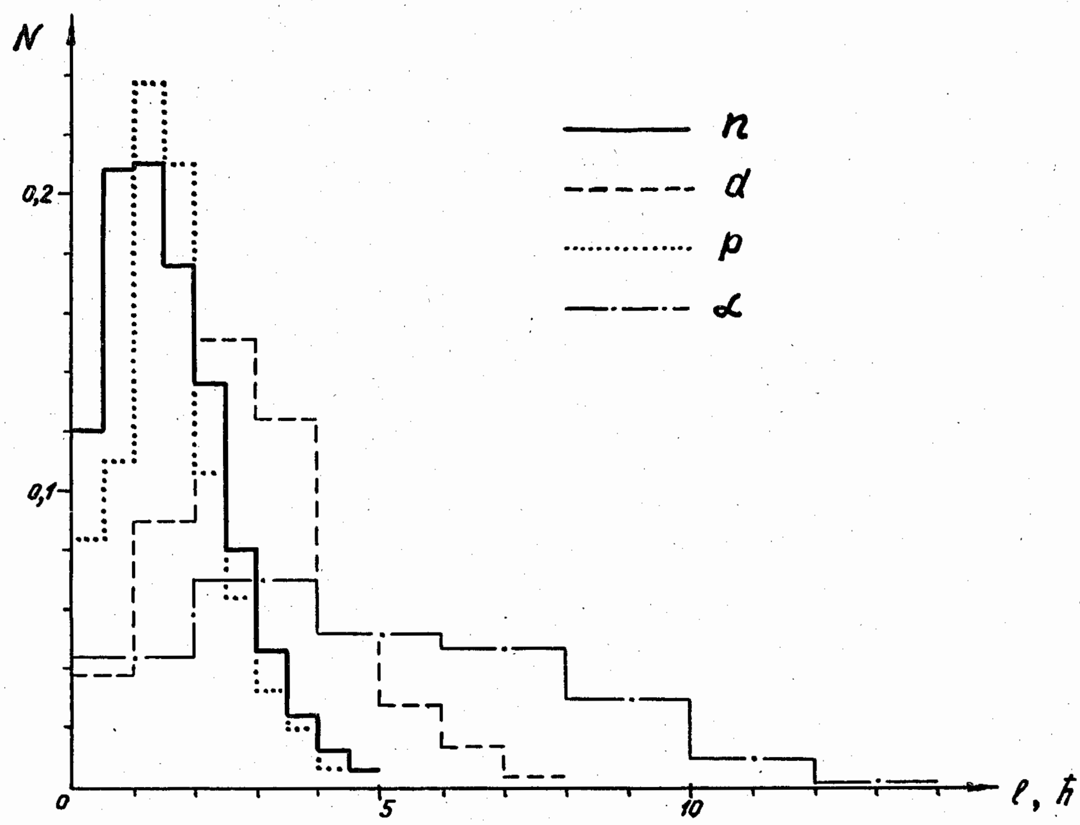

Рис.3. Относительные распределения по орбитальному моменту, уносимому частицей. Приведены результаты расчета реакции $^{64}Cu + ^{40}Ar$ (E_0 = 200 Мэв) для основного варианта используемых параметров.

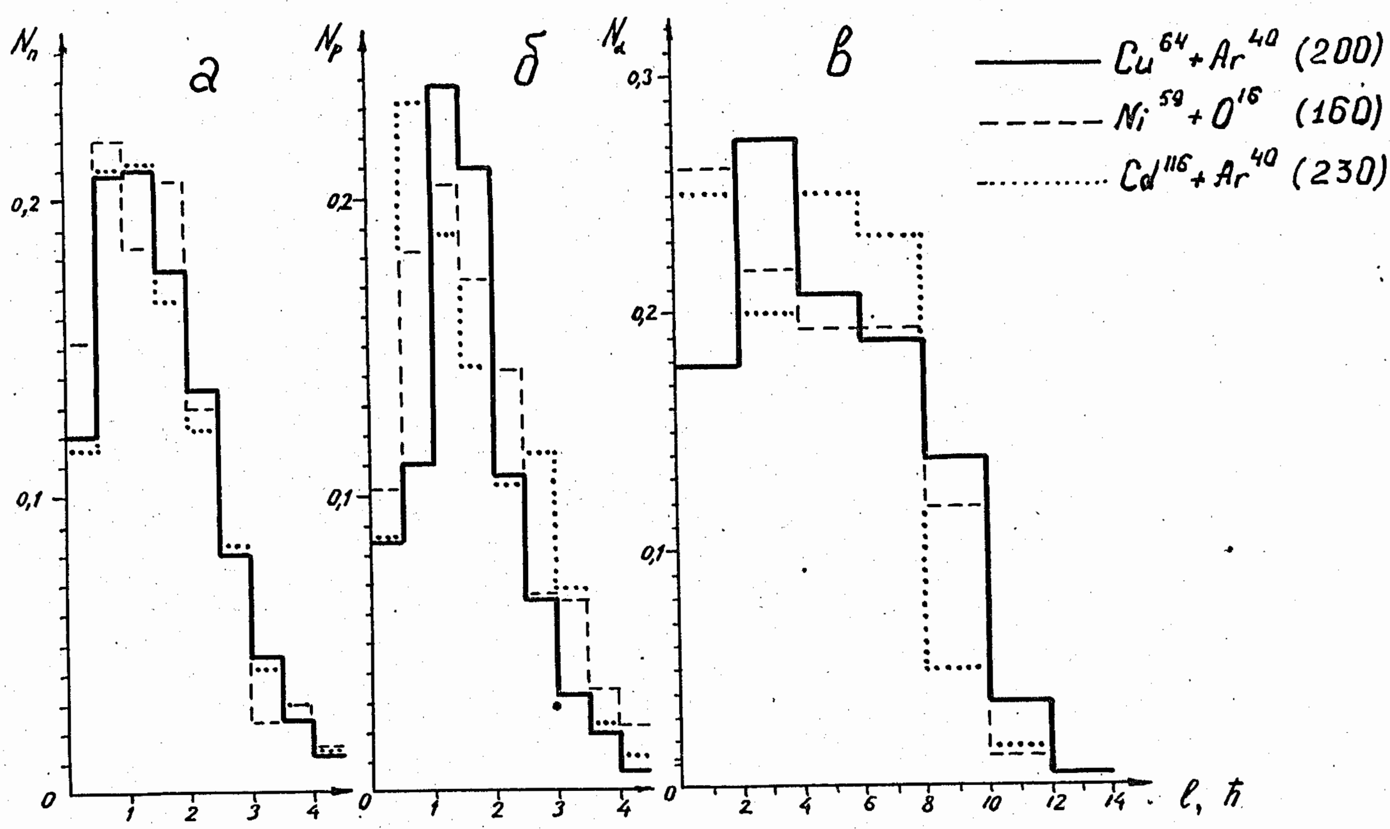

Рис.4. Зависимость относительного распределения по орбитальному моменту частицы от типа и энергии взаимодействующих ядер. В круглых скобках указаны значения E_0 (в Мэв).

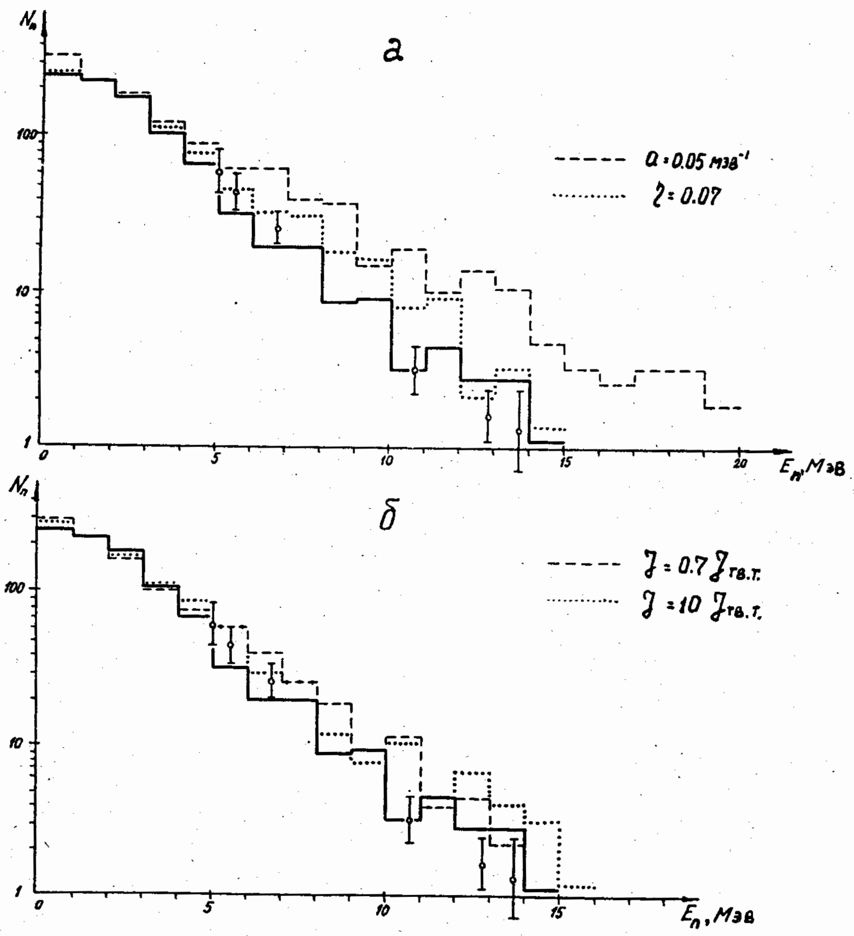

Рис.5. Энергетическое распределение нейтронов (в отн. единицах), образованных в реакции $^{64}Cu + ^{40}Ar$ (E_0 = 200 Мэв). Сплошная кривая соответствует основному варианту; остальные гистограммы отражают вариации параметров модели. Экспериментальные точки взяты из работы /24/.

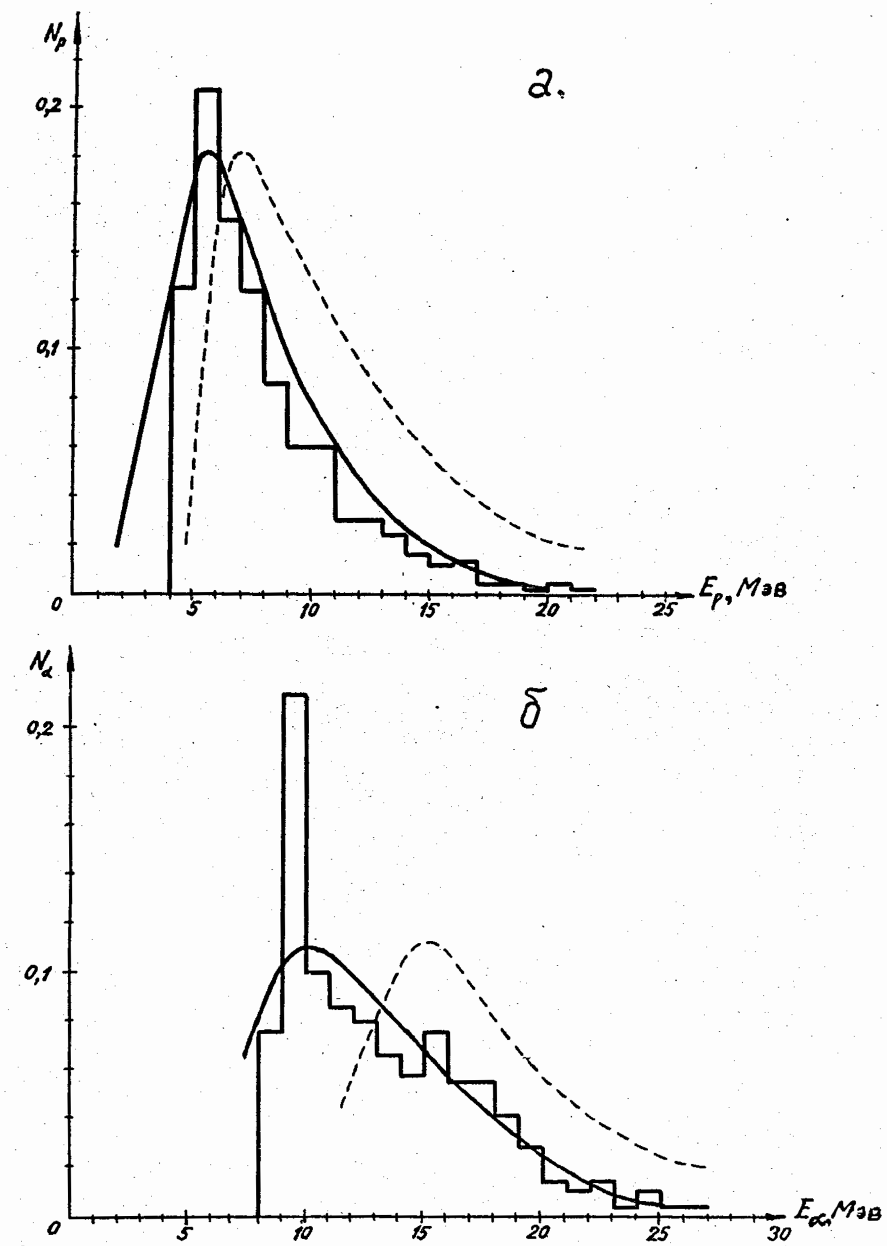

Рис.6. Спектры кинетической энергии протонов и α - частиц, испущенных при взаимодействии $^{59}Ni + ^{16}O$ с E_0 = 160 Мэв. Гистограмма - результаты расчета для основного варианта, сплошная кривая - эксперимент /25/. Пунктирной кривой показаны результаты расчета, выполненного без учета влияния углового момента ядра /17/.

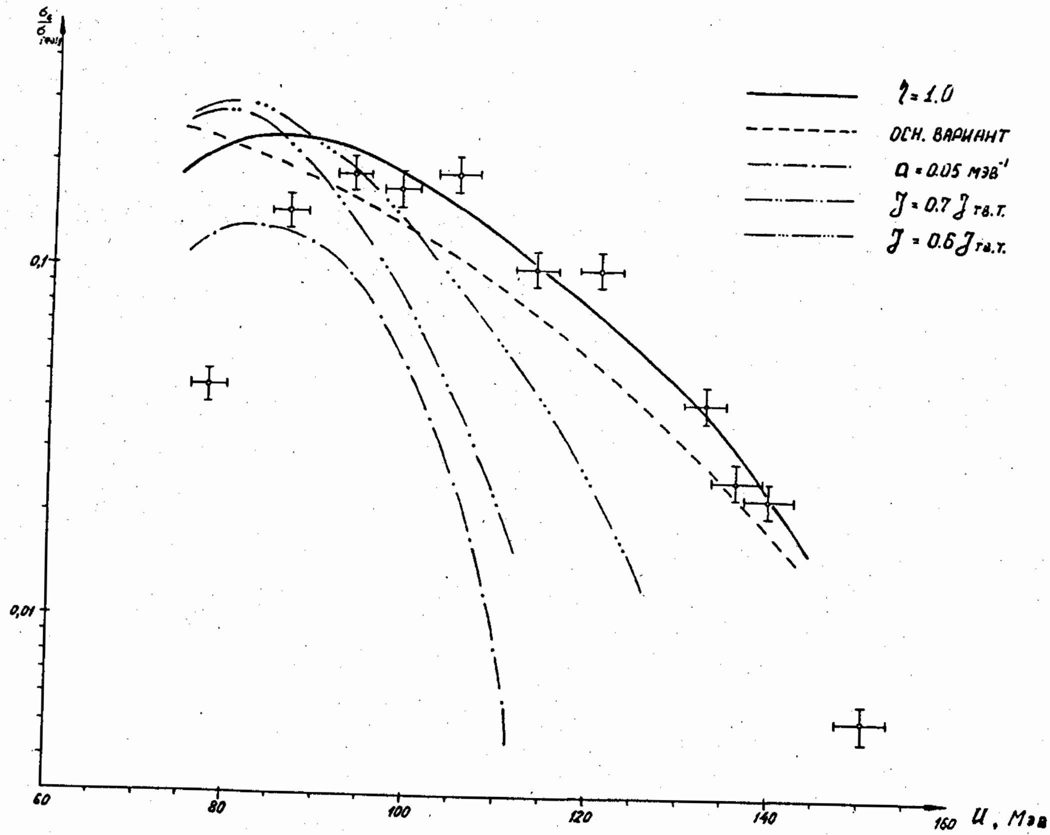

Рис.7. Зависимость выхода реакции $^{116}Cd(^{40}Ar, 6n)^{150}Gd$ от энергии возбуждения составного ядра. Различные кривые соответствуют различным значениям параметров модели. Экспериментальные точки взяты из работы /28/.

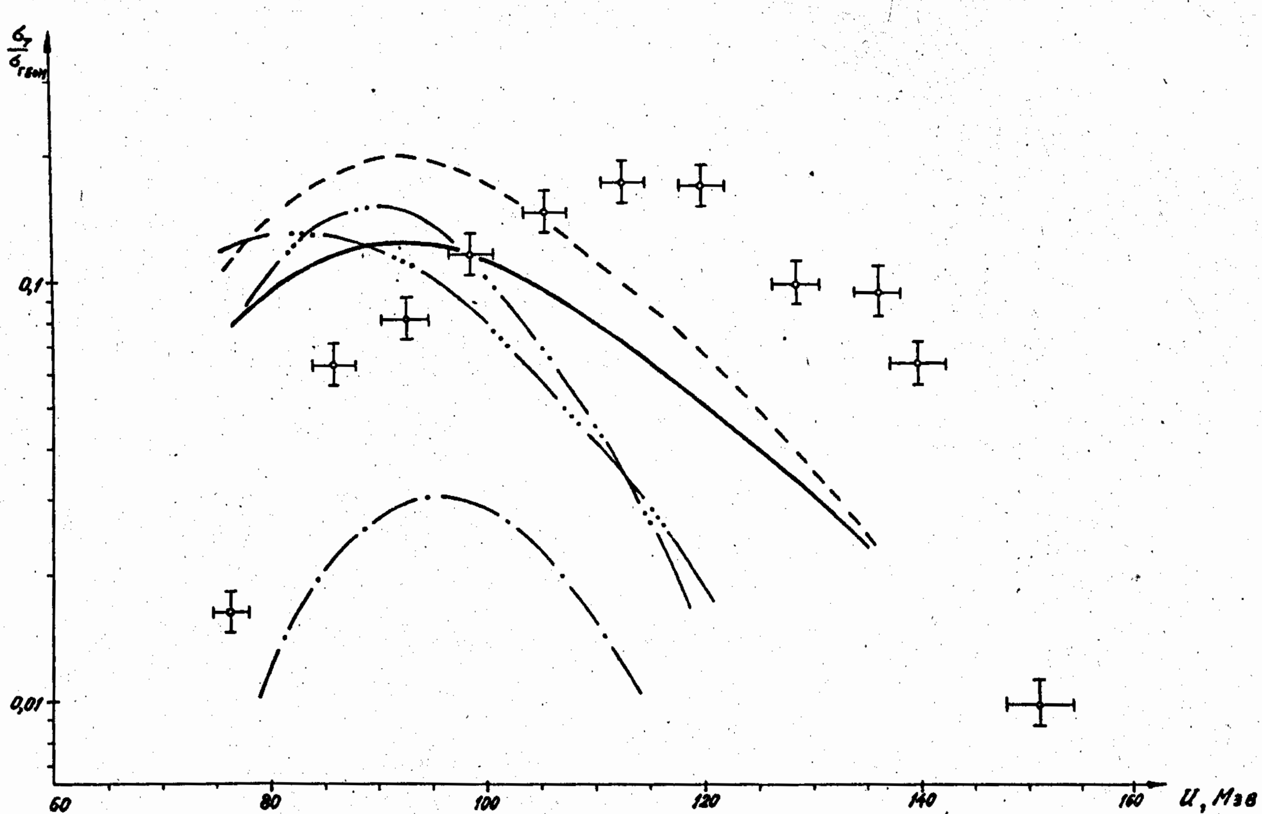

Рис.8. Зависимость выхода реакции $^{116}Cd(^{40}Ar, 7n)^{149}Gd$ от энергии возбуждения составного ядра. Обозначения те же, что и на рис.7.