

И-463

2/x-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3321/2-72

P7 - 6608



А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев

АНАЛИЗ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

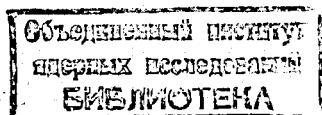
1972

P7 - 6608

А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев

АНАЛИЗ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в Acta Physica Polonica



Введение

Одна из замечательных особенностей ядерных реакций, инициируемых тяжелыми ионами, связана с возможностью образования высоковозбужденных составных ядер с очень большим значением углового момента /1,2/, что оказывает существенное влияние на поведение возбужденного ядра и приводит к появлению новых физических эффектов. В частности, благодаря этому увеличивается эмиссия γ -квантов /3,4/, возникает сильная анизотропия в угловом распределении частиц, испущенных ядром /5,6/, а их энергетические спектры становятся заметно "мягче" спектров частиц, испаряемых из ядра с малым угловым моментом /5,7/. Весьма чувствительными характеристиками являются функции возбуждения: с увеличением углового момента функция возбуждения уширяется, а ее максимум сдвигается в сторону больших энергий возбуждения /8/.

Для описания процесса снятия возбуждения составного ядра, образованного при слиянии тяжелого иона с ядром-мишенью, обычно используется статистическая теория ядерных реакций /9,10/. В нашей работе /11/ был развит метод, позволяющий достаточно корректно учесть влияние большого углового момента на каждой стадии процесса последовательно-го испускания частиц возбужденным ядром. Как показало сравнение с

экспериментом, такой подход дает согласующиеся с опытом значения средней множественности частиц, правильно описывает их угловые и энергетические распределения. Однако для функций возбуждения согласие теории и эксперимента было не столь хорошим ^{/11/}. Этот факт и побудил нас более детально проанализировать параметры модели на примере именно функций возбуждения.

Метод расчета

В основу метода положено квазиклассическое приближение Эриксона-Струтинского ^{/12/}, согласно которому вероятность испускания частицы ν с энергией E_ν и орбитальным моментом \vec{l} в направлении $\vec{n}(\cos \theta, \phi)$ из составного ядра с угловым моментом \vec{I} и энергией возбуждения U имеет вид

$$P_\nu(\vec{I}, E_\nu, \vec{n}) dE_\nu d\Omega_\nu = \frac{dE_\nu d\Omega_\nu}{2\pi^2 \hbar^2 \rho(U, \vec{I})} \int \chi^2 \delta(\vec{n}, \vec{l}) T_\ell^\nu(E_\nu) \rho(U, \vec{I} - \vec{l}) d\vec{l}. \quad (1)$$

Здесь ρ - плотность уровней ядра, $T_\ell^\nu(E_\nu)$ - коэффициент прохождения, $U_f = U - B_\nu - E_\nu$ - энергия возбуждения остаточного ядра (B_ν - энергия отрыва ν -ой частицы).

Полная вероятность распада составного ядра с угловым моментом \vec{I} запишется в виде

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

Выражения (1) и (2) описывают однократное испускание частицы и для сравнения предсказаний теории с экспериментом необходимо кроме интегрирования провести еще и усреднение по всем возможным значениям углового момента \vec{I} начального составного ядра и по ступеням испарительного каскада. Решение этой задачи с помощью обычных аналитических методов наталкивается на ряд математических трудностей, обойти

которые удается лишь ценой грубых приближений, справедливых только в частных случаях.

В данной работе эта задача решена с помощью метода Монте-Карло, математическая природа которого адекватна стохастическому характеру процесса испарения частиц из ядра, что позволяет избежать обычно используемых в расчетах грубых приближений:

1. Плотность уровней берется в виде:

$$\rho(U, I) = \text{Const exp} [2\sqrt{aA(U - \hbar^2 I^2 / 2J)}] \quad (3)$$

без последующего разложения корня в ряд, справедливого для случая $U \gg \hbar^2 I^2 / 2J$. Здесь a - параметр плотности уровней, J - момент инерции ядра, A - число нуклонов в нем.

2. Учитывается конкуренция испускания заряженных частиц (p , d , t , He^3 , α) с испусканием нейтронов.

3. Учитывается изменение характеристик ядра в процессе снятия возбуждения (каскадный характер испарения частиц).

4. Предполагается, что оставшаяся после испарения частиц вращательная энергия уносится каскадом γ -квантов.

Пока в данной работе сделано приближение резкого обрезания для коэффициентов прохождения

$$T_{\ell}^{\nu}(E_{\nu}) = \begin{cases} 1 & \text{для } \ell < \ell_m = \sqrt{2\mu_{\nu}(E_{\nu} - V_{\nu})} \cdot \frac{R_{\text{вз}}}{\hbar} \\ 0 & \text{для } \ell \geq \ell_m \end{cases}$$

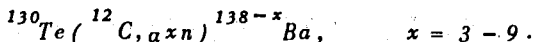
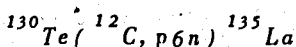
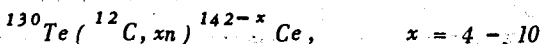
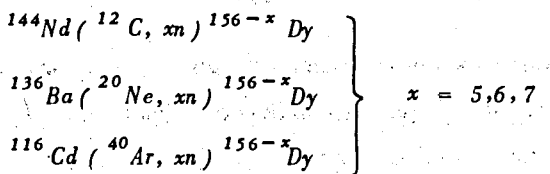
Здесь $R_{\text{вз}}$ - радиус взаимодействия, μ_{ν} - приведенная масса ядра и испущенной частицы, V_{ν} - кулоновский барьер ν ой - частицы. В принципе, в рамках предложенного метода можно учесть и более точное выражение для $T_{\ell}^{\nu}(E_{\nu})$.

Описанный метод расчета реализуется с помощью программы, написанной на языке ФОРТРАН для ЭВМ БЭСМ-6 в виде , удобном для ре-

шения широкого круга физических задач. Для вычисления функций возбуждения при каждой энергии тяжелого иона моделировались 400-700 испарительных каскадов. На рис. 1,2 показаны типичные статистические ошибки расчетных величин.

Результаты расчета и их обсуждение

Для анализа функций возбуждения выбраны следующие реакции:



Прежде всего следует отметить, что эти реакции экспериментально изучены наиболее полно, а сопоставление измерений, выполненных разными авторами, позволяет оценить неопределенность имеющихся данных. Кроме того, совместный анализ первых трех из указанных выше реакций, которые идут через образование составного ядра ${}^{156}\text{Dy}$, дает возможность проследить влияние углового момента на функции возбуждения. Большое число измеренных остаточных ядер является привлекательной чертой реакции ${}^{12}\text{C} + {}^{130}\text{Te}$ x/.

x/ Мы пока исключили из рассмотрения тяжелые составные ядра, где необходимо учитывать конкуренцию деления ядер.

В расчете фигурируют четыре параметра:

1. r_{OI} - параметр, связанный с сечением образования составного ядра $\sigma_{\text{ся}} = \pi r_{OI}^2 (A_I^{1/3} + A_M^{1/3})^2 (1 - V/E)$,

где A_I и A_M - атомные веса соответственно для налетающего иона и ядра-мишени, V - кулоновский барьер для взаимодействия ион + ядро, E - энергия первичного иона в с.ц.м.

2. r_0 - параметр, характеризующий радиус ядра и влияющий, главным образом, на высоту кулоновского барьера для испускаемых вторичных частиц;

3. J - момент инерции ядра;

4. a - параметр плотности уровней.

Однако наличие четырех параметров не означает существования большого произвола в их выборе. Действительно, данный набор параметров должен описать не только разнообразные функции возбуждения, но и такие характеристики, как энергетические спектры, угловые распределения и множественность вторичных частиц (см. /11/). Уместно напомнить, что популярная среди экспериментаторов модель Джексона /13/, предназначенная для описания лишь относительного поведения функций возбуждения в реакциях с испусканием только нейтронов, использует два параметра.

Значения параметров варьировались в пределах:

$$r_{OI} = (1,1 - 1,5) \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad r_0 = (1,1 - 1,5) \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$a = (0,05 - 0,1) \text{ МэВ}^{-1}, \quad J = (0,7 - 2) J_{\text{тв.т.}},$$

где $J_{\text{тв.т.}} = 0,4 m_N r_0^2 A^{5/3}$ - твердотельное значение момента инерции ядра (m_N - масса нуклона).

Параметр r_{OI} определяет сечение реакции и, кроме того, влияет на положение максимума функции возбуждения через максимальный

угловой момент, вносимый в ядро. Наиболее близко эксперименту соответствуют функции возбуждения, рассчитанные с $\gamma_{01} = 1,5 \cdot 10^{-13}$ см. Это значение согласуется с результатом анализа сечений ядерных реакций /14,15/.

Влияние параметров γ_0 и a для обсуждаемых реакций показано на рис. 1,2. Как видно, поведение функций возбуждения неплохо воспроизводится выбором параметров в пределах $\gamma_0 = (1,1-1,2) \cdot 10^{-13}$ см, $a = (0,05-0,10) \text{ Мэв}^{-1}$ и $J = J_{\text{тв.т.}}$. Заметные расхождения наблюдаются лишь для реакций с испусканием α -частиц (см. рис. 2). Однако здесь имеется вклад от прямых реакций, о чем свидетельствует и форма функций возбуждения /20/. Обращает на себя внимание расхождение в измерениях разных авторов. Это расхождение отмечается как в положении максимума, так и в абсолютной величине функции возбуждения (см. рис. 1,8,9). Причем различие сказывается сильнее для изотопов, образованных после эмиссии заряженных частиц.

По результатам вычислений, приведенным на рис. 1,2, можно проследить, что уменьшение γ_0 приводит к подавлению каналов реакции с испусканием заряженных частиц, соответственно увеличивая сечение реакции σ_{xn} . С другой стороны, изменяющаяся при этом вращательная энергия $U_{rot} = \hbar^2 l(l+1)/2J$ обуславливает сдвиг максимума функции возбуждения. Обратное влияние на сечения оказывает изменение параметра a : с уменьшением a возрастает эмиссия заряженных частиц (и, следовательно, понижается σ_{xn}). При этом за счет возрастания средней энергии, уносимой вторичной частицей, максимум функций возбуждения сдвигается в сторону больших энергий. По-видимому, неопределенность в выборе параметра плотности уровней a наиболее сильно влияет на функции возбуждения.

Точность, с которой определяется положение максимума функции возбуждения, зависит от того, насколько хорошо известны энергии связи

частиц B_ν . Во всех вариантах расчета B_ν вычислялись по формулам Камерона /21/. Для реакций, в которых образуется составное ядро ^{156}Dy , были выполнены расчеты с использованием экспериментальных значений B_ν , а там, где они отсутствовали, - значений из работы /22/. В случае ядер Dy это не изменило ни положения максимума функции возбуждения, ни ее абсолютной величины. Но использование любой аппроксимации для B_ν (в том числе и формул Камерона /21/, не является одинаково успешным для всех областей периодической таблицы и в отдельных случаях может приводить к сдвигу максимума на 5-10 Мэв.

На положение максимума функции возбуждения влияет также неточность определения энергии, при которой обрывается испарительный каскад или, другими словами, - энергии, уносимой γ -квантами. В соответствии с уравнением (3) испускание возбужденным ядром частицы типа ν возможно при условии $U - B_\nu - V_\nu - U_{\text{rot}} > 0$. При небольших "тепловых" возбуждениях, т.е. вблизи U_{rot} , ядро обладает еще дискретной схемой уровней, и влияние ядерной структуры может проявляться в отличии момента инерции ядра от его твердотельного значения, $J \neq J_{\text{тв.т.}}$ /23/. Это приводит к изменению U_{rot} и, в конечном итоге, к сдвигу максимума функции возбуждения. Формальный учет этого факта путем вариации $J = k J_{\text{тв.т.}}$ (где k - константа, не зависящая от энергии возбуждения U и углового момента J ядра) существенно не улучшает согласия расчета с опытом.

Можно более точно оценить энергию, уносимую γ -квантами, если принять во внимание возможность конкуренции между эмиссией частиц и γ -квантов при более высоких энергиях. Действительно, используя принцип детального баланса для парциальной ширины испускания γ -квантов, имеем

$$\Gamma_{\gamma}(U, I) = \frac{1}{2\pi^2} \frac{3}{(\hbar c)^2} \int_{U_{rot}}^U \sigma(E_{\gamma}) \frac{\rho(U - E_{\gamma}, I)}{\rho(U, I)} E_{\gamma}^2 dE_{\gamma} \quad (4)$$

При выводе уравнения (4) сделано предположение, что основной вклад дают дипольные переходы, причем $\rho(U_f, I) \approx \rho(U_f, I-1) \approx \rho(U_f, I+1)$. Тогда сечение поглощения γ -кванта с энергией E_{γ} , $\sigma(E_{\gamma})$ можно отождествить с экспериментально измеряемым сечением фотопоглощения в области гигантского резонанса. Последнее удобно аппроксимировать функцией вида:

$$\sigma(E_{\gamma}) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2 E_{\gamma}^2}{(E_{\gamma}^2 - E_R^2)^2 + \Gamma^2 E_{\gamma}^2}, \quad (5)$$

где Γ - ширина гигантского резонанса, $E_R \approx 82 \cdot A^{-1/3}$ Мэв - положение его максимума /24/. Параметр σ_0 можно определить из правила сумм /24/

$$\int \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = 0,06 \frac{(A-Z)Z}{A}$$

Таким образом, получаем $\sigma_0 = 0,06 \frac{(A-Z)Z}{A} \cdot \frac{2}{\pi\Gamma}$.

Соотношение (4) не учитывает тонкой структуры гигантского резонанса и вклада γ -переходов более высокой мультипольности, однако дает возможность оценить основную долю $\Gamma_{\gamma}(U, I)$, а при большей детализации $\rho(U, I)$ даже неплохо описывает радиационные ширины нейтронных резонансов /25/.

На рис. 3 показана зависимость $\Gamma_n / (\Gamma_{\gamma} + \Gamma_n)$ от "тепловой" энергии возбуждения для ядра ^{153}Dy . Вычисления Γ_n выполнены по

формулам работы /26/ с учетом углового момента. Как видно, значительное увеличение эмиссии γ -квантов происходит вблизи энергии связи нейтрона. С увеличением параметра плотности уровней этот эффект проявляется сильнее.

В рамках рассматриваемой модели учет конкуренции испускания γ -квантов приводит к сдвигу положения максимума функций возбуждения в сторону больших энергий (см. рис. 4). Однако неопределенность экспериментального определения положения максимума не позволяет провести более детальный анализ.

Из сопоставления теоретических кривых с экспериментальными точками нетрудно заметить, что высокоэнергетические "хвосты" рассчитанных функций возбуждения более пологие, причем расхождение тем заметнее, чем тяжелее налетающий ион. Это расхождение представляет особый интерес в связи с надеждами извлечь из наклона "хвоста" функции возбуждения величину "критического" углового момента $l_{кр}$, выше которого составное ядро не может быть образовано /18/. Однако из рис. 1 видно, что скорость спада функции возбуждения с ростом энергии весьма чувствительна к параметру a и, следовательно, к эмиссии заряженных частиц. К тому же в эту часть функции возбуждения дают вклад и неравновесные процессы /29/, что еще более затрудняет интерпретацию полученных результатов. Таким образом, данный метод может дать лишь весьма приближенные значения $l_{кр}$.

Для того, чтобы выяснить, как введение "критического" углового момента влияет на функции возбуждения, были проведены вычисления с различными значениями $l_{кр}$. Результаты расчетов представлены на рис. 5-12. Видно, что согласие с опытом несколько улучшается. Сле-

дует отметить, что величина $I_{кр}$, определенная из условия наилучшего согласия с опытом, растет с переходом к ионам большей массы. Этот результат согласуется с предсказаниями модели Калинкина и Петкова /27/ но противоречит систематике Натовича /28/.

Более определенный вывод о величине $I_{кр}$ можно сделать из анализа поведения суммарных сечений $\sum_x \sigma_{xp}$ и $\sum_x (\sigma_{xp} + \sigma_{axp})$.

Для реакции, представленной на рис. 13, величину "критического" углового момента можно оценить как $I_{кр} \approx 30\%$, что согласуется со значением, предсказанным в работе /27/.

Заключение

Из приведенных данных видно, что метод расчета поведения высоко-возбужденного ядра с большим угловым моментом, предложенный в работе /11/, достаточно хорошо воспроизводит ход функций возбуждения. При использовании значений параметров $r_{OI} = 1,5 \cdot 10^{-13}$ см, $a = (0,05 - 0,10)$ Мэв⁻¹, $r_0 = (1,1 - 1,2) \cdot 10^{-13}$ см и $J = J_{тв.т.}$ сечения выхода изотопов могут быть оценены с точностью до множителя $k \approx (2+3)$, а положение максимума функции возбуждения - с точностью до $\Delta U \approx (5 + 10)$ Мэв. Для того, чтобы получить более детальную информацию о процессе снятия возбуждения, требуются более точные измерения функций возбуждения.

Считаем приятным долгом выразить нашу признательность академику Г.Н. Флерову за стимулирующий интерес к работе, В.С. Барашенкову, В.А. Карнаухову, В. Нойберту, Ю.Ц. Оганесяну - за полезные советы и ценные обсуждения.

Литература

1. G.N.Flerov, V.A.Karnaukhov. Compt.Rend.Congr.Intern. Phys.Nucl., Paris, 1, 373 (1964).
2. T.Sikkeland, F.L.Haines, V.E.Viola. Phys.Rev., 125, 1350 (1962).
3. Ю. Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Б.Н. Марков, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 44, 1171 (1963).
4. J.F.Mollenauer. Phys.Rev., 127, 867 (1962).
5. Г. Юнгклауссен. ЯФ, 2, 986 (1965).
6. А.С. Ильинов, С.А. Карамян, Нгуен Так Ань, К.Н.Шарифов. Препринт ОИЯИ, Р7-6316, Дубна, 1972.
7. W.J.Кнох, А.Р.Quinton, С.Е.Anderson. Phys.Rev., 120, 2120 (1960).
8. А.С. Карамян, Ю.Б. Герлит, Б.Ф. Мясоедов. ЖЭТФ, 38, 621 (1959).
9. N.Bohr. Nature, 137, 344 (1936).
10. Н.А.Bethe. Rev. Mod. Phys., 9, 69 (1937).
11. А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. ЯФ, 9, 48 (1968).
12. Т.Ericson, V.Strutinsky. Nucl.Phys., 8, 284 (1958).
13. J.D.Jackson. Canad. J. Phys., 34, 767 (1956).
14. J.P.Huizenga, G.Igo. Nucl. Phys., 29, 462 (1961).
15. T.D.Thomas. Ann.Rev.Nucl.Sci., 18, 367 (1968).
16. J.M.Alexander, G.N.Simonoff. Phys.Rev., 133, B93 (1964).
17. J.B.Natowitz, J.M.Alexander. Phys.Rev., 188, 1734 (1969).
18. Г. Кумпф, В.А. Карнаухов. ЖЭТФ, 46, 1546 (1964).
19. G.R.Choppin, T.J.Klingen. Phys.Rev., 130, 1990 (1963).

20. Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, А.О. Шамсутдинов, Нгуен Так Ань. Сообщение ОИЯИ, P7-5912, Дубна, 1971.
21. A.G.W.Cameron. *Canad. J.Phys.*, 35, 1021 (1957).
22. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Preprint UCRL-11980 (1965).
23. J.R.Grover. *Phys.Rev.*, 157, 832 (1967).
24. Э.Дж. Фуллер, Э. Хейворд. В кн. "Ядерные реакции", т. II , стр. 114, Атомиздат, Москва, 1964.
25. С.М. Захарова, В.С. Ставинский, Ю.Н. Шубин. В кн. "Nuclear Data for Reactors", vol.II, p.909, IAEA, Vienna, 1970.
26. J.R.Grover, J.Gilat. *Phys.Rev.*, 157, 814 (1967).
27. Б.Н. Калинин, И.Ж. Петков. *Acta Phys.Polonica*, 25, 265 (1964).
28. J.V.Natowitz. *Phys.Rev.*, C1, 623 (1970).
29. В.М. Николаев, В.А. Шеголев. Препринт ОИЯИ, P7-6338, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июля 1972 года.

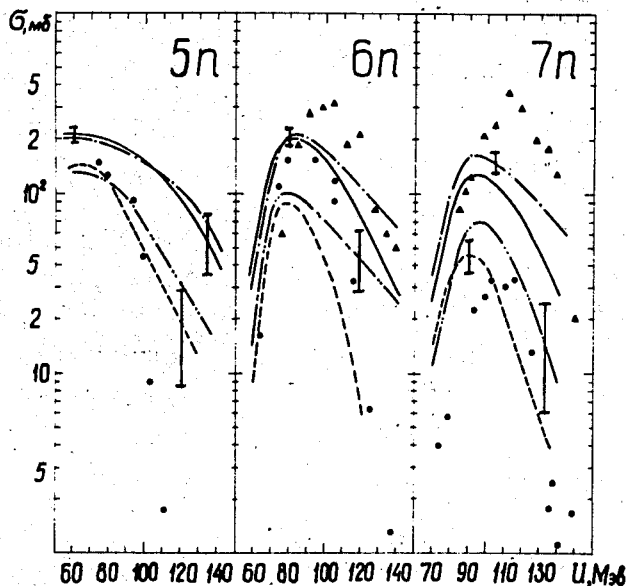


Рис. 1. Функции возбуждения для реакции $^{116}\text{Cd}(^{40}\text{Ar}, xn)^{156-x}\text{Dy}$ $x=5,6,7$. Экспериментальные точки взяты из работы [16]. Теоретические кривые рассчитаны для следующих значений параметров: 1. $a = 0,1 \text{ Мэв}^{-1}$, $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ (сплошная кривая); 2. $a = 0,05 \text{ Мэв}^{-1}$, $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ (пунктир); 3. $a = 0,1 \text{ Мэв}^{-1}$, $r_0 = 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ (прерывистая кривая с точкой); 4. $a = 0,05 \text{ Мэв}^{-1}$, $r_0 = 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ (прерывистая кривая с двумя точками). Во всех приведенных результатах положено $r_{01} = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ и $J = J_{\text{т.т.}}$

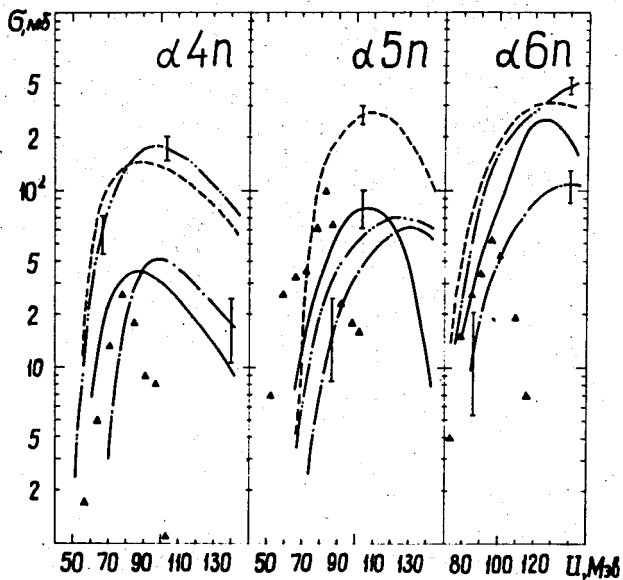


Рис. 2. Функции возбуждения для реакции $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, \alpha xn)^{38-x}\text{Ba}$ $x=4,5,6$.
 Кружки и треугольники - экспериментальные данные из работ /19,20/
 соответственно. Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

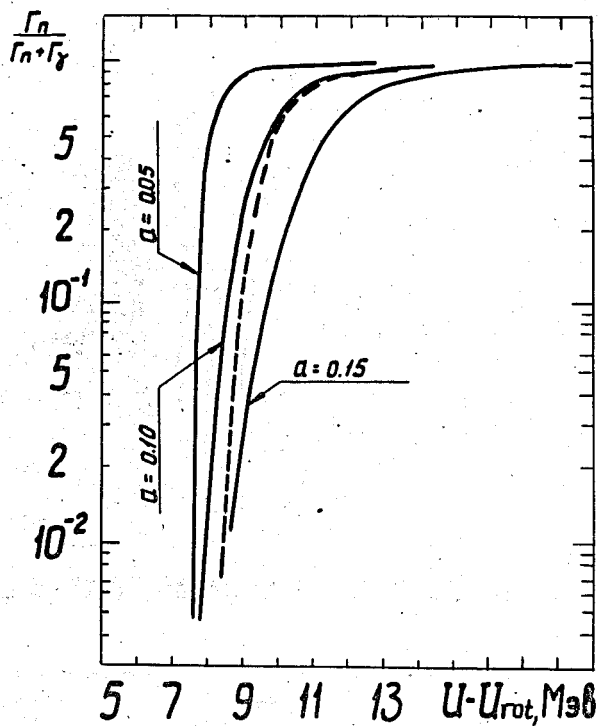


Рис. 3. Относительная вероятность эмиссии нейтронов и γ -квантов. Кривые рассчитаны с использованием для Γ_γ соотношения (4); значение параметра плотности уровней указано на рисунке. Пунктиром нанесены результаты Гровера и Гилата /26/.

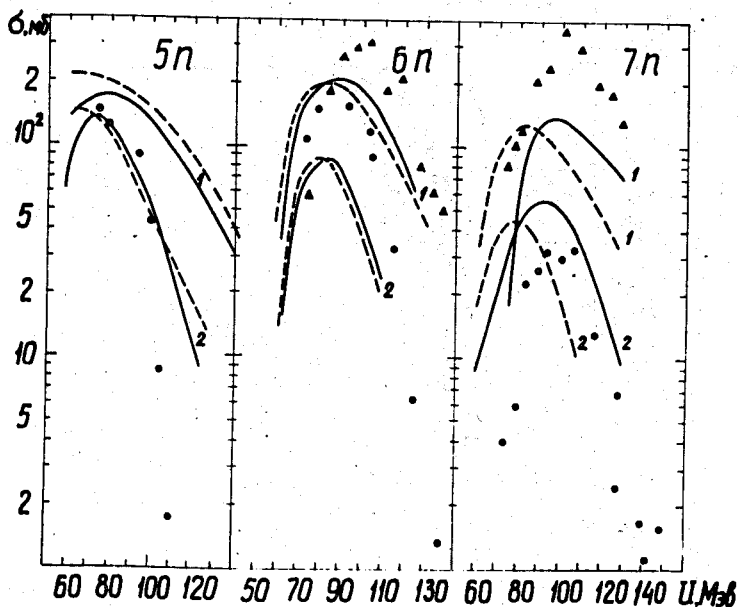


Рис. 4. Влияние конкуренции испускания γ -квантов на выход изотопов в реакции $^{116}\text{Cd}(^{40}\text{Ar}, xn)^{156-x}\text{Dy}$. Сплошные кривые рассчитаны с учетом, а пунктирные - без учета эмиссии γ -квантов. Кривые 1 и 2 отличаются значением параметра плотности уровней (соответственно $a = 0,1$ и $0,05 \text{ МэВ}^{-1}$); для остальных параметров принято $r_{01} = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ и $J = J_{\text{тв.т.}}$. Экспериментальные точки взяты из работ /17,18/.

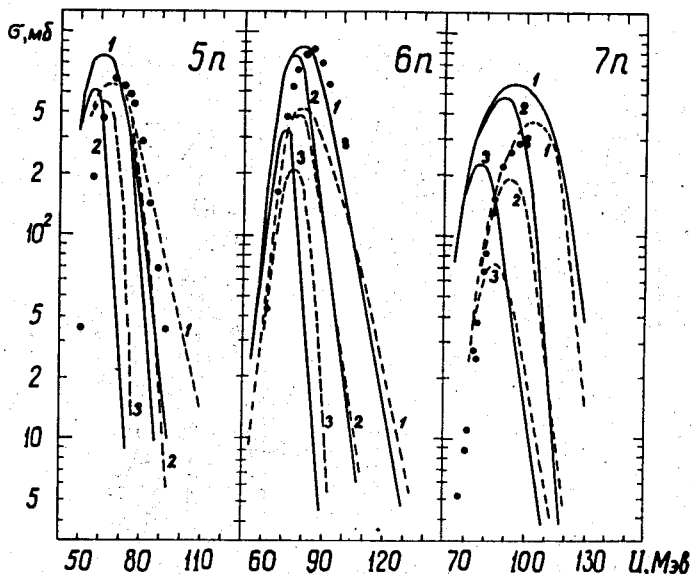


Рис. 5. Функции возбуждения для реакции $^{144}\text{Nd} (^{12}\text{C}, \text{xn}) ^{156-x}\text{Dy}$.
 $x = 5, 6, 7$. Экспериментальные точки - из работы [16]. Сплошные и пунктирные кривые рассчитаны соответственно для $a = 0, 10$ и $0,05 \text{ МэВ}^{-1}$; значения остальных параметров $r_{0I} = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $J = J_{\text{ТВ.Т.}}$. Кривые 1, 2, 3 относятся соответственно к значениям "критического" углового момента.

$$l_{\text{кр}} = l_{\text{max}} \equiv \frac{r_{0I} (A_{\text{И}}^{1/3} + A_{\text{М}}^{1/3})}{\pi} \sqrt{2m_N \frac{A_{\text{И}} A_{\text{М}}}{A_{\text{И}} + A_{\text{М}}} (E - V)}, \quad l_{\text{кр}} = 50\hbar \text{ и } l_{\text{кр}} = 30\hbar.$$

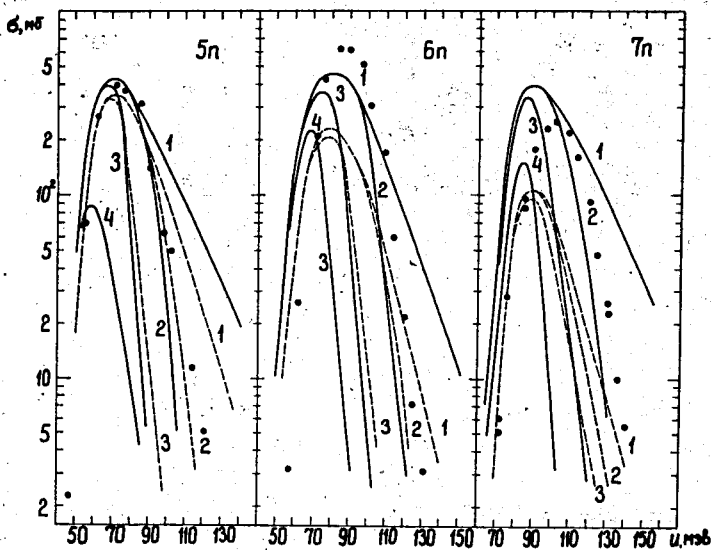


Рис. 6. Функции возбуждения для реакции $^{136}\text{Ba}(^{20}\text{Ne}, xn)^{156-x}\text{Dy}$.
 $x = 5, 6, 7$. Экспериментальные точки - из работы /16/. Кривые 1, 2, 3, 4
относятся соответственно к значениям $I_{\text{кр}} = I_{\text{max}}$, 70% , 50% и 30% .
Остальные обозначения те же, что на рис. 5.

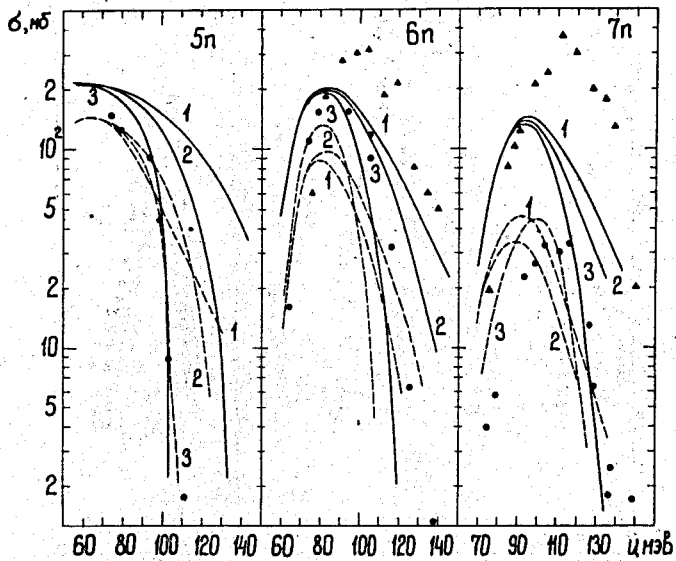


Рис. 7. Функции возбуждения для реакции $^{116}\text{Cd}(^{40}\text{Ar}, xn)^{156-x}\text{Dy}$. $x = 5, 6, 7$. Кружками и треугольниками нанесены экспериментальные данные из работ /17/ и /18/, соответственно. Кривые 1, 2, 3 относятся к значениям $I_{\text{кр}} = I_{\text{max}}$, 90 н и 70 н; остальные обозначения те же, что на рис. 5.

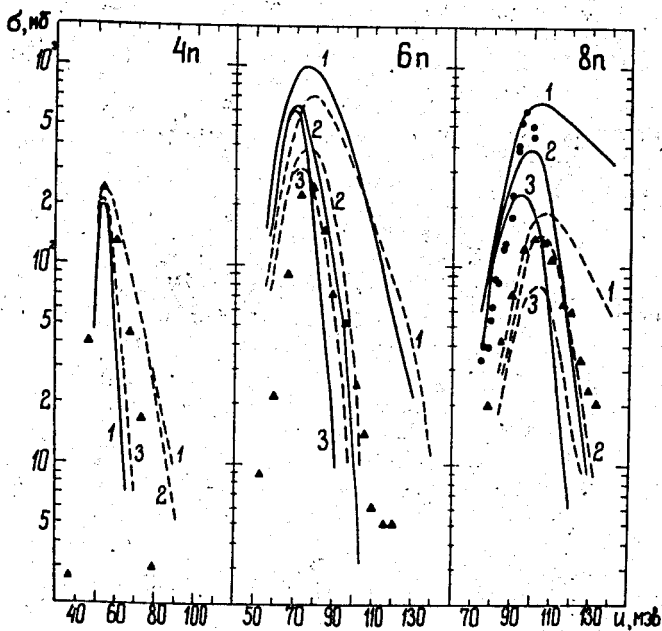


Рис. 8. Функции возбуждения для реакции $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, xn)^{142-x}\text{Se}$ $x=4, 6, 8$. Кружки и треугольники - экспериментальные данные соответственно из работ /19/ и /20/. Кривые 1, 2, 3 относятся к значениям $I_{\text{кр}} = I_{\text{max}}$, 40 ф и 30 ф ; сплошные - для $a = 0,10 \text{ Мэв}^{-1}$, пунктирные - для $a = 0,05 \text{ Мэв}^{-1}$. Значения остальных параметров: $r_{01} = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $J = J_{\text{тв.т.}}$.

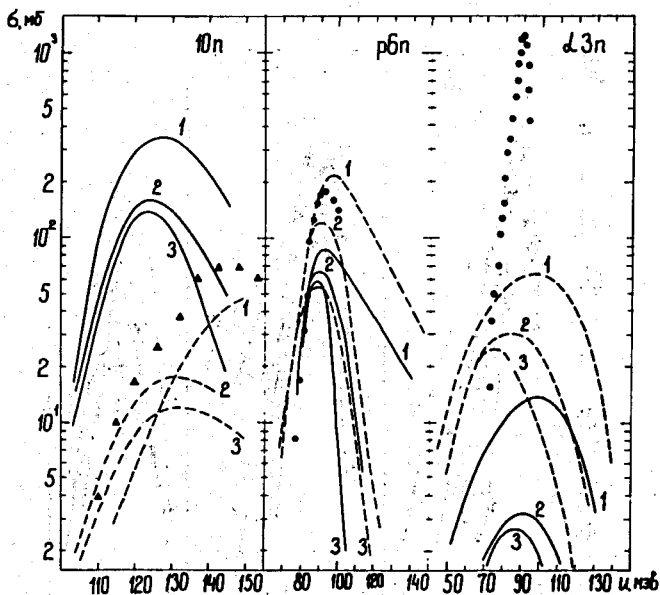


Рис. 9. Функции возбуждения для реакции $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, xn)^{142-x}\text{Ce}$.
 $x = 5, 7, 9$. Все обозначения - как на рис. 8.

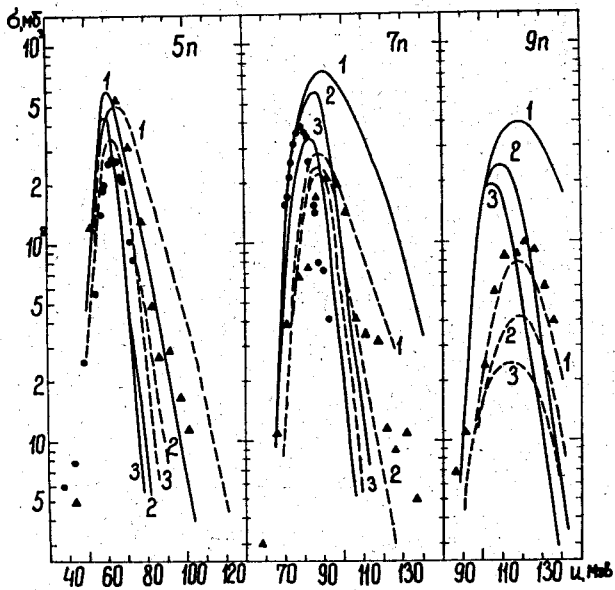


Рис. 10. Функции возбуждения для реакций $^{130}\text{Te} (^{12}\text{C}, 10n)$, ^{132}Ce , $^{130}\text{Te} (^{12}\text{C}, p6n)$, ^{135}La , $^{130}\text{Te} (^{12}\text{C}, a3n)$, ^{133}Ba . Все обозначения - как на рис. 8.

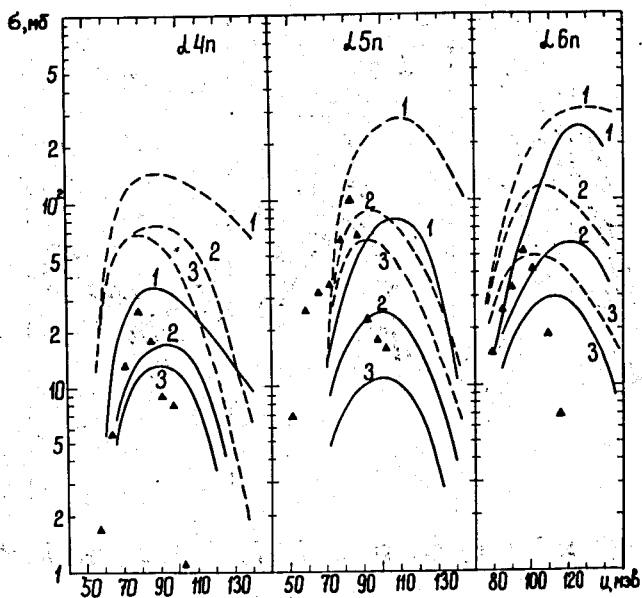


Рис. 11. Функции возбуждения для реакций $^{130}\text{Te} (^{12}\text{C}, \alpha x n) ^{138-x}\text{Ba}$
 $x = 4, 5, 6$. Все обозначения - как на рис. 8.

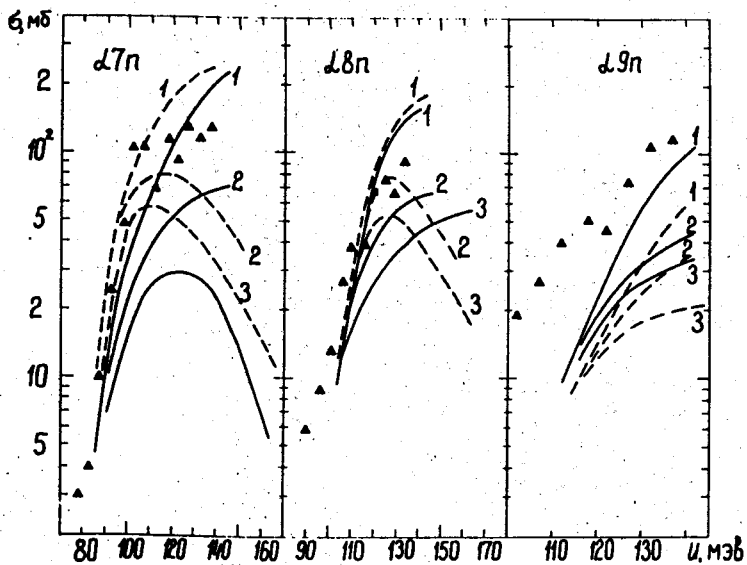


Рис. 12. Функции возбуждения для реакций $^{130}\text{Te}({}^{12}\text{C}, \alpha n){}^{138-x}\text{Ba}$
 $x = 7, 8, 9$. Все обозначения - как на рис. 8.

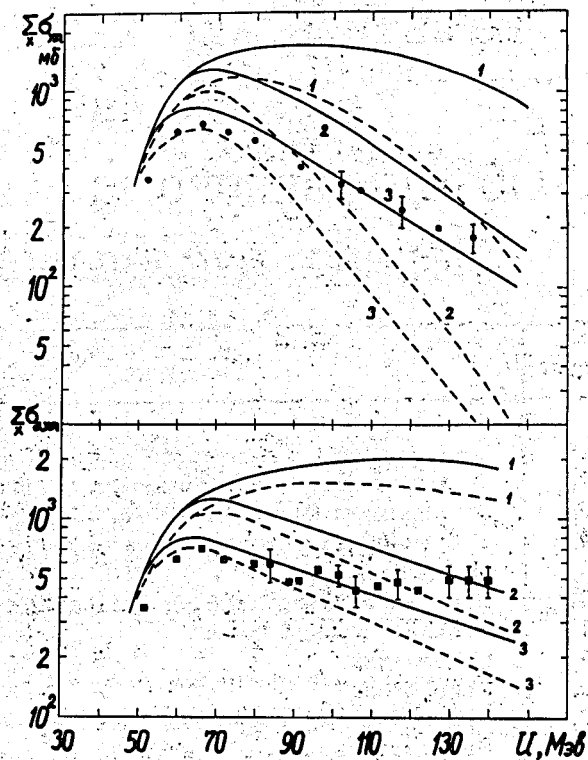


Рис. 13. Влияние величины "критического" углового момента на суммарные сечения $\sum_x \sigma_{xn}$ (верхний рисунок) и $\sum_x \sigma_{xn} + a \sigma_n$ (нижний рисунок). Экспериментальные точки взяты из работы /20/. Все обозначения те же, что на рис. 8.