

С 343

-К-908

2698 вр.

Кумпф, Г.

Эффект высокого  
углового момента в  
реакциях между сложными  
ядрами. 2074. Автореф.  
1965. б/п.

2698 вр.

Г. Кумпф

2074

С 343

-К-908

ЭФФЕКТ ВЫСОКОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА  
В РЕАКЦИЯХ МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -  
член-корреспондент АН СССР

Г.Н. Флеров

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1985

900309

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

---

С343

К-908

Г. Кумпф

2074

ЭФФЕКТ ВЫСОКОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА  
В РЕАКЦИЯХ МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -  
член-корреспондент АН СССР

Г.Н. Флеров

Дубна 1985

Ядерные реакции с тяжелыми ионами отличаются от реакций с более легкими частицами прежде всего тем, что в них участвует большое число парциальных волн с орбитальными моментами вплоть до  $\sim 100 \hbar$ . Наличие высокого углового момента сказывается на всех стадиях ядерных реакций. Можно выделить два широких класса взаимодействий тяжелых ионов с ядрами: реакции передачи и реакции полного слияния с образованием составных ядер. В реакциях передачи один или несколько нуклонов передаются от налетающего иона к ядру или от ядра к иону. При энергиях налетающего иона, незначительно превышающих кулоновский барьер, преобладающим механизмом является образование составного ядра. Естественно, с помощью тяжелых ионов можно легко получить высоковозбужденные составные ядра в термодинамическом равновесии, так как у же до слияния энергия распределена по многим нуклонам.

Во второй главе диссертации описываются опыты по изучению реакций передачи многих нуклонов на мишенях  $\text{Th}^{232/8}$ . В отличие от предыдущих работ по реакциям передачи здесь для регистрации использовались тяжелые продукты реакций. В качестве мишени был выбран торий, так как в этом случае продукты срыва нескольких нуклонов удобны для идентификации. Регистрировались изотопы  $\text{Th}^{227}$ ,  $\text{Ac}^{226}$ ,  $\text{Ac}^{225}$  и  $\text{Ac}^{224}$  - члены радиоактивных семейств  $4n + 3$ ,  $4n + 2$ ,  $4n + 1$  и  $4n$ , соответственно. Все они дают ряды  $\alpha$  - и  $\beta$  - активных продуктов, которые кончатся  $\alpha$  - распадом одного из изотопов полония с высокой энергией  $\alpha$  - частиц. Количества исходных изотопов  $\text{Ac}^{226-224}$  и  $\text{Th}^{227}$  определялись обычно по интенсивностям этих энергичных  $\alpha$  - линий полония, измеренных на ионизационном  $\alpha$  - спектрометре. Высокая чувствительность метода регистрации  $\alpha$  - частиц дает возможность измерять небольшие сечения.

Были измерены полные сечения образования изотопов  $\text{Th}^{227}$ ,  $\text{Ac}^{226}$ ,  $\text{Ac}^{225}$  и  $\text{Ac}^{224}$  при облучении  $\text{Th}^{232}$  ионами  $\text{Ne}^{22}$  в зависимости от энергии ионов. Эти сечения реакций срыва  $5n$ ,  $6n$ ,  $7n$ ,  $8n$  плавно возрастают от значения  $10^{-30}$  см<sup>2</sup> вблизи кулоновского барьера до  $10^{-27}$  см<sup>2</sup> при энергии 164 Мэв и мало отличаются между собой.

Дифференциальные сечения указанных реакций были измерены на внутреннем пучке циклотрона. Вокруг тонких горюевых мишеней ставились алюминиевые сборники, которые после облучения разрезались на отдельные полоски. Потом определялись количества  $\text{Th}^{227}$  и  $\text{Ac}^{226-224}$  на всех полосках с помощью ионизационной камеры. На рис. 1 показаны дифференциальные сечения рассматриваемых реакций в системе центра масс для энергии налетающих частиц 150 Мэв. Все распределения имеют максимумы

при  $100^\circ$  и подъем под углом  $0^\circ$ . Известные раньше угловые распределения многонуклонных передач<sup>/1/</sup> не имели максимумов при отличном от  $0^\circ$  угле. На рис. 1 стрелкой показан угол Резерфорда, т.е. угол, на который отклоняется упругорассеянный ион  $Ne^{32}$ , если его прицельный параметр равен сумме радиусов сталкивающихся ядер. При изменении энергии частиц пики угловых распределений смещаются так же, как и угол Резерфорда.

После появления статьи<sup>/8/</sup> были опубликованы теоретические работы для объяснения угловых распределений продуктов реакций передачи<sup>/2,3/</sup>. В диссертации приводится сравнение экспериментальных данных с расчетами Струтинского<sup>/3/</sup>. Простое объяснение того факта, что раньше не наблюдались максимумы в угловых распределениях реакций передачи многих нуклонов, дает принцип неопределенности. Для неопределенности  $\Delta\theta$  угла отклонения  $\theta$  и неопределенности  $\Delta J$  канонически сопряженного углового момента  $J$  (в единицах  $\hbar$ ) получим  $\Delta\theta\Delta J \approx 1$ . Максимум ожидается только в том случае, если неопределенность  $\Delta\theta < \theta$ . Следовательно, для существования максимума должно выполняться условие  $\theta\Delta J > 1$ , где  $\Delta J$  — число участвующих в данном канале парциальных волн. Но угол отклонения  $\theta$  растет с уменьшением отношения  $E/V$  энергии частиц  $E$  к энергии кулоновского барьера  $V$ . Таким образом, можно объяснить, почему в<sup>/1/</sup>, где  $E/V = 3$ , максимум в угловом распределении отсутствует, а в<sup>/8/</sup>, где  $E/V = 1,5$ , такой максимум четко проявляется.

Детальное сравнение угловых распределений с моделью поверхностных реакций из работы<sup>/3/</sup> показывает, что кривые рис. 1 можно удовлетворительно описать с помощью параметров  $\Delta J \approx 3$  и  $\theta = 65^\circ - 85^\circ$  для отдельных реакций ( $\theta$  — классический угол отклонения). Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемые реакции передачи многих нуклонов являются прямыми реакциями, происходящими в очень узкой ( $\Delta J = 3$ ) области на поверхности ядер.

Во второй главе диссертации также коротко описывается использованный в измерениях ионизационный  $\alpha$ -спектрометр.

В третьей главе излагаются результаты опытов по распаду составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами. Целью этих экспериментов являлось изучение влияния высоких угловых моментов на распад составных ядер. Поскольку реакции происходят при различных параметрах соударения, составные ядра могут обладать угловыми моментами от нуля до некоторого максимального значения. В настоящее время пока нет методов, позволяющих экспериментально выделить ядра с определенным спином. Однако можно получить одно и то же составное ядро в различных комбинациях пары мишень-частица, меняя тем самым распределение ядер по спином.

Свойства ядер, полученных разными путями, но имеющих одинаковое  $Z$  и  $A$ , позволяют судить о влиянии углового момента. Использовавшиеся до недавнего време-

ни ионы от  $C^{12}$  до  $Ne^{22}$  давали возможность получать составные ядра с угловыми моментами, которые мало отличаются друг от друга. Поэтому главное внимание уделялось использованию пучка ионов  $Ar^{40}$  циклотрона У-300 ОИЯИ. В специально выбранном режиме ионного источника удалось получить токи до  $5 \mu A$  ионов  $Ar^{+7}$ .

В работе /9/ были проведены измерения энергетической зависимости сечений для следующих реакций:  $Cd^{116} (Ar^{40}, 7n) Dy^{149}$ ;  $Cd^{116} (Ar^{40}, 6n) Dy^{150}$ ;  $Cd^{116} (Ar^{40}, 5n) Dy^{151}$ ;  $Cd^{114} (Ar^{40}, 5n) Dy^{149}$ ;  $Cd^{114} (Ar^{40}, 4n) Dy^{150}$ ;  $Cd^{114} (Ar^{40}, 3n) Dy^{151}$ . Количества конечных продуктов этих реакций определялись по  $\alpha$ -счету редкоземельных изотопов  $Dy^{151}$ ,  $Dy^{150}$  и  $Tb^{149}$ . Так как не удается разрешить  $\alpha$ -линии этих излучателей в рабочих условиях, разлагались кривые распада на компоненты с периодами 17,9 мин ( $Dy^{151}$ ), 7,4 мин ( $Dy^{150}$ ) и 4,1 час ( $Tb^{149}$ ) по методу наименьших квадратов.

На рисунке 2 представлены функции возбуждения указанных реакций. По оси ординат отложена вероятность испускания  $X$  нейтронов  $F_x = \frac{\sigma_{xn}}{\sigma_0}$ , где  $\sigma_{xn}$  - сечение реакции с испусканием  $X$  нейтронов,  $\sigma_0$  - полное сечение реакций. Значения величин  $\sigma_0$  брались из таблиц работы /4/. Пунктирная кривая на рис. 2 изображает функцию возбуждения для реакции  $Nd^{144} (C^{12}, 6n) Dy^{150}$ , взятую из /5/.

Видно, что функция возбуждения для аналогичной реакции  $Cd^{116} (Ar^{40}, 6n) Dy^{150}$  шире и смещена в сторону больших энергий. Этот факт дает возможность считать, что с высоким спином составных ядер связана некоторая коллективная энергия, которая не может быть снята испарением нейтронов и поэтому приводит к смещению функций возбуждения. В работе /9/ проведен анализ экспериментальных данных на основе следующих упрощающих предположений:

1. Со спином  $J$  составного ядра связана энергия вращения  $E_R = \frac{\hbar^2 J^2}{2I}$ , где  $I = \frac{2}{5} MR^2$  - момент инерции твердого сферического ядра. Когда энергия составного ядра снизилась до  $\sim E_R$ , дальнейшее испарение частиц невозможно. Остаток энергии возбуждения потом снимается испусканием  $\gamma$ -квантов.

2. Принимается приближение постоянной температуры  $T$  на всех ступенях нейтронного каскада.

На базе указанных допущений удалось согласовать измеренные функции возбуждения с рассчитанными для параметров  $T = 3$  Мэв и  $J_{крит} = 75$ . Критический угловой момент  $J_{крит}$  - это наибольший орбитальный момент, при котором еще образуются составные ядра. Максимальный угловой момент парциальных волн, участвующих в ядерном взаимодействии  $J_{max}$  значительно больше найденного значения  $J_{крит} = 75$ . Для максимальной энергии пучка ( $E_{lab} = 300$  Мэв) получаем  $J_{max} = 150$ . Это означает, что реакции с образованием составных ядер с последовательным испарением нейтронов происходят не во всех столкновениях, а только в центральных соударениях с

$J < J_{\text{крит}}$ . Полученные из измерений функций возбуждения данные о критическом моменте и температуре ядер весьма неточны. Поэтому были поставлены опыты по измерению нейтронных спектров при облучениях частицами  $\text{Ar}^{40}$ , а также  $\text{Ne}^{22}$  и  $\text{B}^{11}/10/$ . До этого единственная информация о спектрах нейтронов при взаимодействии тяжелых ионов ( $\text{C}^{12}$   $\text{O}^{16}$ ) содержалась в работе /8/, где спектры нейтронов восстанавливались из сцинтилляционных спектров протонов отдачи в органическом кристалле.

Применялась методика времени пролета с использованием естественной модуляции пучка ионов в циклотроне. В диссертации кратко описывается электронная аппаратура наносекундных измерений. Значительные трудности возникали в связи с тем, что эксперименты должны были проводиться на внутреннем пучке циклотрона. Они были успешно преодолены с помощью системы коллимации из железа, свинца и парафина с борной кислотой, которая защищала сцинтилляционный детектор от нейтронов и  $\gamma$ -квантов, возникающих в результате потерь пучка в процессе ускорения. Условия внутреннего пучка также заставляют использовать толстые мишени.

На рис. 3 представлены в качестве примера спектры нейтронов в системе центра масс при облучении меди ионами  $\text{Ar}^{40}$  разных энергий. Угол наблюдения во всех опытах  $\theta_{\text{lab}} = 145^\circ$ . Как видно из графиков, в пределах ошибок можно все спектры представлять в логарифмическом масштабе прямыми линиями или же в виде  $N \sim \exp(-\frac{E}{T})$ . Величина  $T$  является единственным параметром, который можно извлечь из измеренного спектра. В таблице собраны результаты опытов. Во втором столбце таблицы указана средняя энергия возбуждения составного ядра, вычисленная из средней (по глубине мишеней) энергии пучка и данных о массах ядер.

Т а б л и ц а

Реакция	$\bar{U}$ , Мэв	T, Мэв	Реакция	$\bar{U}$	T
$\text{Fe} + \text{Ar}^{40}$	100	1,6	$\text{Sn} + \text{Ar}^{40}$	68	1,7
	108	1,6		81	1,9
$\text{Cu} + \text{Ar}^{40}$	78	1,5		85	1,9
	84	1,8		109	2,1
	102	1,6	$\text{Cu} + \text{Ne}^{22}$	72	2,1
$\text{Mo} + \text{Ar}^{40}$	110	1,7	$\text{Mo} + \text{Ne}^{22}$	72	1,5
	74	1,9		82	1,8
	83	2,1	$\text{Mo} + \text{B}^{11}$	54	1,6
$\text{Rh} + \text{Ar}^{40}$	91	2,5		59	1,8
	77	1,5			
	80	1,6			
	104	1,7			

На основе измерений нейтронных спектров можно более надежно оценить энергию  $E_\gamma$ , уносимую  $\gamma$ -квантами в реакциях  $Cd(Ar, xn)$  по формуле:

$$E_\gamma = \bar{E} - \sum_{n=1}^x B_n - xE_n,$$

где  $\bar{E}$  - средняя энергия возбуждения для реакции  $xn$ ,  $B_n$  - энергия связи  $n$ -го нейтрона,  $E_n$  - средняя энергия одного нейтрона. Если пользоваться данными о нейтронных спектрах для реакций  $Rh + Ar$  или  $Sa + Ar$ , то получим для всех реакций  $4n - 7n$   $E_\gamma = 37 - 44$  Мэв. Оценка показывает, что в составных ядрах, полученных при бомбардировке такой тяжелой частицей, как  $Ar^{40}$ , испускание  $\gamma$ -квантов начинается уже при энергии возбуждения намного выше энергии связи нейтрона. Можно опять предположить, что энергия  $E_\gamma$  представляет собой в основном энергию вращения  $\frac{\hbar^2 J^2}{2I}$ . Отсюда можно получить оценку для критического момента  $J_{крит} = 80$ , которая согласуется с  $J_{крит} = 75$ , полученном ранее при анализе формы функций возбуждения реакций  $Cd(Ar^{40}, xn)$ .

Для дальнейшего анализа нейтронных спектров оценивался параметр "а" в выражении для плотности уровней  $\rho = \exp 2\sqrt{aU}$ , где  $U$  - тепловая энергия возбуждения. Расчеты параметра  $a$  были проведены: 1) без учета влияния углового момента на спектры нейтронов, 2) с учетом влияния углового момента с помощью полуклассического приближения<sup>17/</sup>. Полученные в предположении 1) значения параметра "а" в пределах ошибок согласуются с данными, взятыми из опытов с реакциями при низких энергиях, например из ( $a$ ,  $a'$ ) реакции при 14 Мэв. Рассчитанные по 2) значения выше, чем значения "а" из ( $a$ ,  $a'$ ) реакций в тех случаях, когда поправки на влияние углового момента существенны. В расчетах<sup>17/</sup> не учитывается нейтронный каскад.

#### Результаты работы позволяют сделать следующие выводы:

1. Полученные дифференциальные сечения реакций многоуклонных передач на торе с максимумом при отличном от нуля угле показывают, что эти реакции происходят в очень узком интервале углового момента ( $\Delta J \approx 3$ ) на поверхности ядер.

2. Преобладающий механизм взаимодействия ускоренных ионов  $Ar^{40}$  с ядрами в районе  $A = 114$  до энергии 7,0 Мэв/нуклон - это механизм образования составного ядра.

3. Существует некоторый критический спин  $J_{крит}$ . Слияние ядер происходит в столкновениях с орбитальным моментом  $J < J_{крит}$ . Для ядер в районе  $A = 110$  и частиц  $Ar^{40}$   $J_{крит} = 70-80$ .

4. Полученные значения параметра плотности уровней  $a$  при энергии возбуждения

~100 Мэв грубо согласуются со значениями  $\sigma$  при небольшом возбуждении.

Б. Доказано, что метод времени пролета может применяться для спектрометрии нейтронов и в условиях внутреннего пучка циклотрона.

В заключение я выражаю глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г.Н. Флерову, который многими ценными советами способствовал успеху доложенных здесь работ. Я признателен В.А. Карнаухову за полезные обсуждения. Хочется отметить и ту всестороннюю поддержку и помощь, которую весь многочисленный коллектив Лаборатории ядерных реакций оказал мне в ходе всей работы.

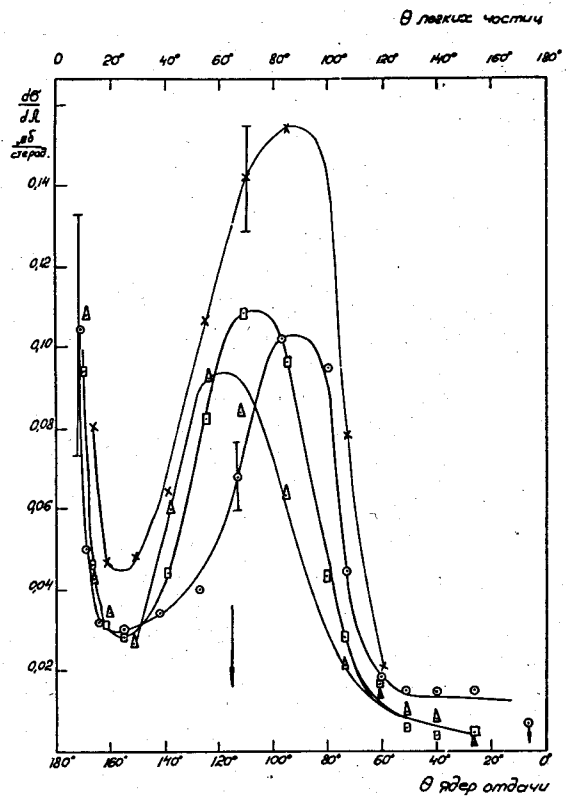
Основной материал диссертации опубликован в статьях <sup>/8,9,10/</sup>. Результаты трех работ были доложены на заседаниях секции низких энергий Ученого совета ОИЯИ.

#### Л и т е р а т у р а

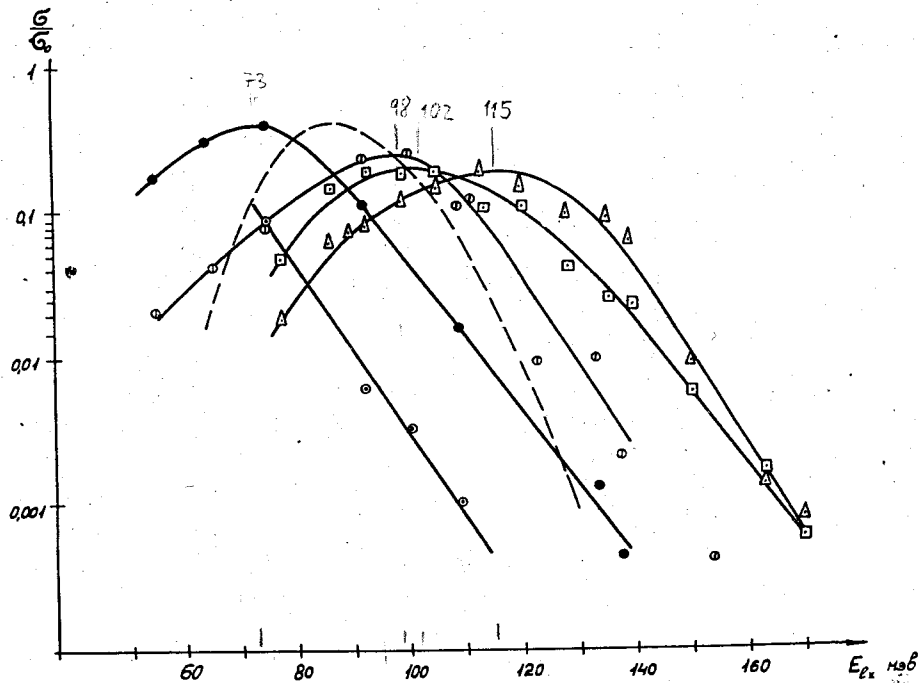
1. R.Kaufmann, R.Wolfgang. Phys. Rev., 121, 192 (1961).
2. Б.Н. Калинин, Я. Грабовский. Препринт ОИЯИ, Р-1238, Дубна, 1963.
3. В.М. Стругинский. ЖЭТФ, 46, 2078 (1964).
4. В.В. Бабиков. Препринт ОИЯИ, Р-1351, Дубна, 1963.
5. J.M.Alexander, G.N.Simonoff. Phys. Rev., 133, В93 (1964).
6. H.W.Broek. Phys. Rev., 124, 233 (1961).
7. T.Ericson, V.Strutinski. Nucl. Phys., 8, 284 (1958).
8. Г. Кумпф, Е.Д. Донец. ЖЭТФ, 44, 798 (1963).
9. Г. Кумпф, В.А. Карнаухов. ЖЭТФ, 46, 1545 (1964).
10. Г. Кумпф, Л. Кумпф, Ши Шуан-уй. Препринт ОИЯИ, Р-1765, Дубна, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 марта 1965 г.



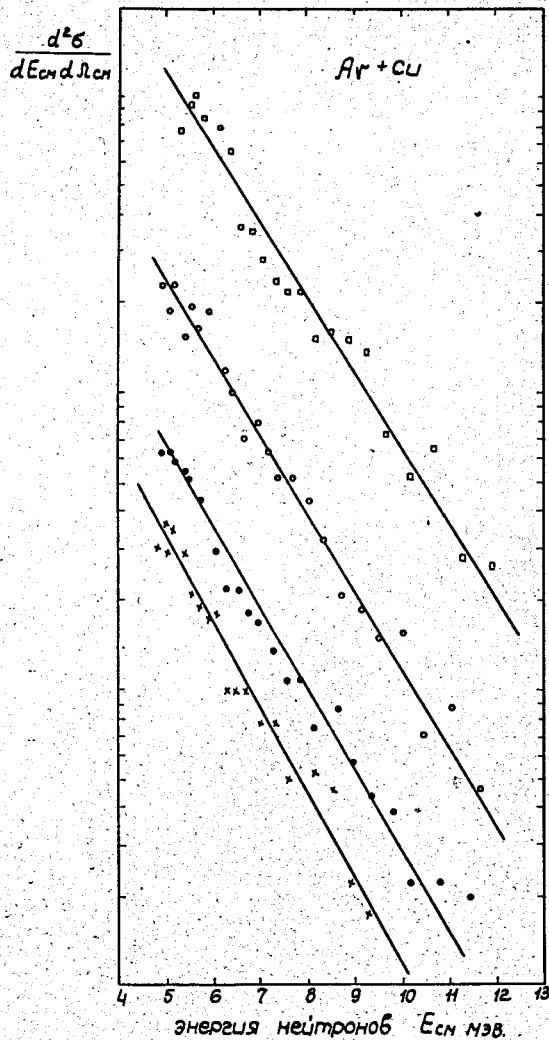


Р и с. 1. Дифференциальные сечения образования изотопов  $^{227}\text{Th}$  - x,  $^{236}\text{As}$  - ⊙,  $^{221}\text{As}$  - □,  $^{224}\text{As}$  - Δ в системе центра масс. На нижней оси абсцисс отложен угол вылета ядер отдачи, на верхней - угол вылета легких частиц.



Р и с. 2. Вероятности испускания  $X$  нейтронов  $F = \frac{\sigma_X}{\sigma_0}$  (отношения сечений к полному сечению) для следующих реакций:  $\text{Cd}^{118}(\text{Ar}^{40}, 7n)\text{Dy}^{149}$  -  $\Delta$ ;  $\text{Cd}^{114}(\text{Ar}^{40}, 5n)\text{Dy}^{149}$  -  $\square$ ;  $\text{Cd}^{114}(\text{Ar}^{40}, 3n)\text{Dy}^{151}$  -  $\circ$ ;  $\text{Cd}^{118}(\text{Ar}^{40}, 6n)\text{Dy}^{150}$  -  $\square$ ;  $\text{Cd}^{114}(\text{Ar}^{40}, 4n)\text{Dy}^{150}$  -  $\bullet$ .

По оси абсцисс отложена энергия возбуждения составного ядра. Пунктирная кривая - функция возбуждения для реакции  $\text{Nd}^{144}(\text{C}^{12}, 6n)\text{Dy}^{180}$  из работы [5].



Р и с. 3. Спектры нейтронов в системе центра масс при облучении меди ионами  $Ar^{40}$ . Средняя энергия бомбардирующих частиц в лабораторной системе: x-175 МэВ; ●-210 МэВ; ○-230 МэВ; □ - 250 МэВ.