

1/III-71

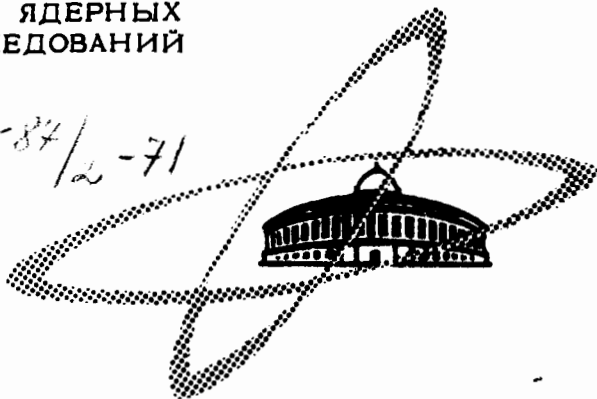
A-867

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

587/2-71

P7 - 5494



А.Г. Артюх, В.В. Волков, Л. Поморски, Я. Тыс

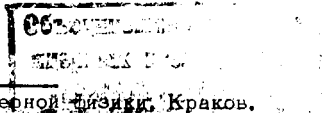
УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
И ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ
 $(^{15}\text{N}, ^{16}\text{N}), (^{14}\text{N}, ^{16}\text{N}), (^{15}\text{N}, ^{17}\text{N}), (^{14}\text{N}, ^{17}\text{N})$

P7 - 5494

А.Г. Артюх, В.В. Волков, Л. Поморски*, Я. Тыс**

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
И ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ
($^{15}\text{N}, ^{16}\text{N}$), ($^{14}\text{N}, ^{16}\text{N}$), ($^{15}\text{N}, ^{17}\text{N}$), ($^{14}\text{N}, ^{17}\text{N}$)

Направлено в ЯФ



* Институт ядерной физики Краков.

** Институт ядерных исследований, Варшава.

1. Введение

Реакции передачи на тяжелых ионах отличаются большим разнообразием. Они включают передачу как отдельных нуклонов, так и нуклонных групп, насчитывающих иногда значительное число частиц^{x/}. Особый интерес представляют реакции передачи нейтронов. Передача одного нейтрона - наиболее простая реакция, экспериментальному изучению и теоретическому анализу которой посвящено значительное число работ. В работах Г. Брейта^{/5/} было показано, что с помощью этой реакции можно извлекать данные о приведенных нейтронных ширинах. Реакции передачи нескольких нейтронов могут дать ценную информацию о взаимодействии ядер при касательных столкновениях, структуре ядерной поверхности, возможности получения изотопов легких элементов с большим избытком нейтронов.

В настоящей работе изучался подхват одного, двух и трех нейтронов в реакциях (^{15}N , ^{16}N), (^{14}N , ^{16}N); (^{15}N , ^{17}N); (^{14}N , ^{17}N). На двух тяжелых ядрах были измерены дифференциальные сечения реакций; для группы ядер, включающей легкие, средние и тяжелые ядра, измерены функции возбуждения. Эксперименты проводились на выведенном пучке 1,5-метрового циклотрона тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

^{x/} Обзор работ по реакциям передачи на тяжелых ионах смотри в/1-8/.

2. Методика эксперимента

В наших экспериментах был использован метод регистрации радиоактивных продуктов реакций. В реакциях (^{15}N , ^{16}N), (^{14}N , ^{16}N) регистрировались ядра ^{16}N . При радиоактивном распаде ^{16}N испускаются энергичные β -частицы ($E_{\beta} = 10,4$ Мэв) и γ -кванты ($E = 7$ Мэв), что позволяет надежно выделять распад ядер ^{16}N ($T_{1/2} = 7,3$ сек) на фоне излучения других радиоактивных продуктов.

В реакциях (^{15}N , ^{17}N), (^{14}N , ^{17}N) регистрировались запаздывающие нейтроны от распада ядер ^{17}N . Другие излучатели запаздывающих нейтронов в области легких ядер обладают существенно меньшими периодами полураспада и меньшими выходами. Осколки деления наиболее тяжелых ядер-мишеней, использованных в наших экспериментах, также не давали заметного выхода запаздывающих нейтронов. Кривые спада нейтронной активности содержали лишь одну экспоненту, соответствующую распаду ^{17}N ($T_{1/2} = 4,15$ сек).

β -частицы и γ -кванты регистрировались сцинтилляционными счетчиками с органическим сцинтиллятором или кристаллом $\text{NaI}(\text{Ti})$. Детектор запаздывающих нейтронов представлял собой систему из 24 пропорциональных счетчиков, наполненных BF_3 (обогащение по $^{10}\text{B} - 87\%$) и помещенных в парафиновый замедлитель. Детектор имел аксиальную симметрию: счетчики располагались двумя концентрическими слоями, центральный канал служил для ввода сборника ядер ^{17}N . Эффективность нейтронного детектора составляла 7%. Она была определена с помощью калибровочного фотонейтронного источника ($^{24}\text{Na} + ^9\text{Be}$), энергетический спектр которого близок к спектру запаздывающих нейтронов ^{17}N .

Во время измерений циклотрон работал в импульсном режиме: облучение мишени длилось 20–30 секунд, после чего выключалось высокочастотное напряжение на дуантах и в течение 30–60 секунд изменялся радиоактивный распад ядер ^{17}N или ^{16}N . Для каждой экспериментальной точки проводилось несколько циклов облучения.

При измерении угловых распределений реакций использовались тонкие металлические мишени толщиной около 6 мг/см^2 . Функции возбуждения были получены с помощью толстых мишеней – путем дифференцирования кривых выхода по энергии. Энергия ионов в этом случае изменялась с помощью алюминиевых поглотителей, которые устанавливались перед коллиматором камеры рассеяния. С помощью свинцовой защиты удалось снизить фон от поглотителей до уровня, при котором он не сказывался на измерениях. При регистрации запаздывающих нейтронов ^{17}N поглотители энергии устанавливались перед коммутирующим магнитом. Средняя интенсивность пучка ионов в наших измерениях составляла около 1 мка. Более детальное описание аппаратуры и процедуры измерений можно найти в наших работах ^{/9-11/}.

3. Результаты измерений и их обсуждение

3.1. Угловые распределения

Угловые распределения реакций (^{15}N , ^{16}N), (^{14}N , ^{16}N), (^{15}N , ^{17}N) и (^{14}N , ^{17}N) были измерены при двух значениях энергии ионов. Полученные результаты представлены на рис. 1,2. Видно, что угловые распределения всех четырех реакций обладают большим сходством: в дифференциальном сечении каждой реакции наблюдается четко выраженный максимум, положение которого меняется с изменением Z ядра-мишени и энергии бомбардирующей частицы. При увеличении Z или уменьшении энергии иона максимум смещается в сторону больших углов.

Такая форма угловых распределений была объяснена в случае передачи одного нуклона краевым характером процесса. Сильное ядерное поглощение, с одной стороны, и быстрое уменьшение вероятности передачи нуклона с увеличением расстояния между ядрами, с другой стороны,

приводят к тому, что основной вклад в реакцию дает лишь группа парциальных волн, соответствующих касательному столкновению. Большое сходство угловых распределений всех четырех реакций позволяет сделать вывод, что и при подхвате двух и трех нейтронов мы имеем дело с прямыми реакциями поверхностного типа.

В таблице собраны характеристики распределений: положение максимума θ_m и полуширина пика $\Delta\theta$ в зависимости от числа передаваемых нейтронов. Если сделать сравнение θ_m для различных реакций при одинаковых условиях столкновения (одинаковые скорости в с.п.м.), то оказывается, что максимум смещается в сторону меньших углов с ростом числа передаваемых нейтронов. Кроме того, наблюдается заметная разница в положении пиков при подхвате двух нейтронов в реакции (^{14}N , ^{16}N) и в реакции (^{15}N , ^{17}N): максимум дифференциального сечения второй реакции оказывается смещенным в сторону меньших углов примерно на 8° (при одинаковых условиях столкновения).

Сдвиг пиков в сторону меньших углов при увеличении числа передаваемых нейтронов не может быть объяснен различием в Q реакций. В работе /11/ было показано, что подхват нейтрона в реакции (^{15}N , ^{16}N) на тяжелых ядрах не сопровождается заметным возбуждением ядра-мишени. Напротив, измерение пробегов ^{17}N , выполненное в настоящей работе, указывает на существенное (до 20 Мэв) возбуждение ядер, сопровождающее передачу 2-х, 3-х нейтронов. Меньшая энергия легкого конечного продукта при подхвате 2-х и 3-х нейтронов должна была бы вызвать смещение пика в сторону больших углов, однако в эксперименте наблюдается смещение в противоположную сторону. Подобное смещение максимумов дифференциальных сечений в сторону меньших углов с увеличением числа передаваемых нуклонов наблюдалось также в работе /12/.

Далее, из таблицы видно, что полуширина пиков в угловых распределениях реакций растет с увеличением числа передаваемых нейтронов. Проведенный анализ показал, что конечная толщина мишени и энергетический разброс частиц - продуктов реакций, не могут вызвать такого значительного изменения полуширины пиков. В работе /13/ было показано, что несмотря на полуклассический характер тяжелого иона, ширина пика в угловом распределении продуктов реакций передачи является существенно квантовым эффектом, обусловленным волновыми свойствами иона. Оказывается, угловая ширина пика $\Delta\theta$ связана с шириной зоны реакции ΔR своего рода соотношением неопределенности: чем уже зона реакции, тем больше ширина пика в угловом распределении. В работе /13/ были построены специальные "универсальные" кривые, которые позволяют определить ширину зоны реакции, если известна ширина углового распределения. Полученные таким способом значения ΔR и Δl представлены в таблице. Они определенно указывают на уменьшение зоны реакции с ростом числа передаваемых нейтронов. Можно предполагать, что сокращение зоны идет прежде всего за счет больших значений l , поскольку передача нескольких нейтронов требует более интенсивного ядерного взаимодействия. Это и приводит к смещению пиков в угловых распределениях в сторону меньших углов с ростом числа передаваемых нейтронов.

3.2. Функции возбуждения

Функции возбуждения реакций (^{15}N , ^{16}N) и (^{14}N , ^{16}N) были измерены на ядрах ^{12}C , ^{27}Al , $^{63,65}\text{Cu}$, ^{103}Rh , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{232}Th и ^{238}U . Они представлены на рис. 3 и 4. По оси абсцисс отложена величина $E_{\alpha} - E_0 - E_B + Q/2$, где E_0 - энергия бомбарди-

рующей частицы, $E_{в.}$ - высота кулоновского барьера (обе величины в системе центра масс), Q - энергывыделение реакции. При такой нормировке сечения реакции на разных ядрах сравниваются при одинаковых условиях столкновения. Данные, приведенные на рис. 3,4, дают представление о том, как изменяется сечение подхвата одного и двух нейтронов в зависимости от выбора ядра-мишени. При облучении ^{12}C конечный продукт реакции, ^{16}N , может образоваться не только в реакциях подхвата нейтронов, но и в результате развала сильно возбужденного компаунд-ядра. Это и приводит, по-видимому, к отклонению функции возбуждения на ^{12}C от общей для остальных ядер-мишеней закономерности.

На рис. 5 сделано сравнение функций возбуждения реакций подхвата одного, двух и трех нейтронов на трех ядрах: легком - ^{27}Al , среднем - $^{63,65}\text{Cu}$ и тяжелом - ^{181}Ta . Функции возбуждения реакций (^{15}N , ^{17}N) и (^{14}N , ^{17}N) взяты из нашей работы /14/, в которой использовались толстые мишени и облучение внутри циклотрона У-310. Крестики на кривых 2,4 для ^{181}Ta обозначают результаты, полученные в настоящей работе интегрированием дифференциальных сечений, снятых на тонкой мишени.

Из полученных данных видно, что функции возбуждения реакций подхвата одного, двух и трех нейтронов имеют в общем сходный характер: сечения монотонно растут с энергией, причем более быстро в районе кулоновского барьера.

Следует обратить внимание на то, что сечение подхвата двух нейтронов в реакции (^{14}N , ^{16}N) значительно меньше, чем в реакции (^{15}N , ^{17}N), хотя Q_0 более благоприятно в первой реакции.

В настоящее время не существует теоретической модели, с помощью которой можно было бы рассчитать сечение реакции передачи 2-х нейтронов на тяжелых ионах. Можно лишь указать на факторы,

которые увеличат сечение реакции (^{15}N , ^{17}N) по сравнению с сечением реакции (^{14}N , ^{16}N). Поскольку энергия связи нейтрона в ядре ^{17}N равна 5,87 Мэв, а в ^{16}N - 2,5 Мэв, в ядре ^{17}N больше связанных состояний, на которые могут передаваться нейтроны. Далее, в ядре ^{16}N последние два нейтрона заполняют различные оболочки и среди связанных уровней нет ни одного парного нейтронного уровня. Напротив, в ядре ^{17}N последние два нейтрона находятся на одной оболочке, что, естественно, облегчает передачу нейтронных пар из ядра-мишени. В случае ^{27}Al измерения вблизи кулоновского барьера были затруднены малостью сечения, поэтому пересечение кривых 2 и 3 следует, по-видимому, отнести за счет погрешности измерений.

При теоретическом рассмотрении передачи одного нейтрона /15/ радиальная часть волновой функции в ядре-доноре берется в виде экспоненты, показатель которой пропорционален квадратному корню из энергии связи нейтрона. Анализ в рамках модели /15/ показал, что основной вклад в сечение реакции при передаче нейтрона дают парциальные волны, лежащие на границе ядерного потенциала или за его пределами. Кажется естественным в этой связи посмотреть зависимость между полным сечением реакции и энергией связи передаваемого нейтрона в ядре-доноре. Такая зависимость представлена на рис. 6, где по оси абсцисс отложен квадратный корень из энергии связи нейтрона в ядре-доноре, а по оси ординат - логарифм сечения реакции. Сечения взяты при энергиях ионов на 20 Мэв выше кулоновского барьера для каждого ядра с тем, чтобы исключить влияние кулоновского барьера. Как видно из рисунка, при передаче нейтрона точки ложатся на одну прямую в довольно широком диапазоне изменения сечений.

Аналогичная зависимость была получена также и для реакций передачи 2-х и 3-х нейтронов, рис. 6,7. Хотя разброс точек относительно прямой в этих реакциях больше, общий характер зависимости сохраняется. Это можно, по-видимому, рассматривать как указание на подобие всех трех реакций.

На основании полученных данных можно сделать следующий вывод. Если выбрать определенную бомбардирующую частицу и рассматривать область энергий выше кулоновского барьера, то главным фактором, определяющим величину сечения реакций передачи нейтронов, будет энергия связи нейтронов в ядре-доноре.

Из полученных данных видно, что сечение подхвата нескольких нейтронов хотя и падает с увеличением числа передаваемых нейтронов, однако это падение не катастрофически резкое. Тем самым открывается возможность использовать реакции подхвата нескольких нейтронов для получения ядер легких элементов с большим избытком нейтронов.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность академику Г.Н. Флерову за постоянный интерес к работе и поддержку. Авторы благодарят группу эксплуатации циклотрона У-150, руководимую В.С. Алфеевым, за обеспечение надежной работы ускорителя.

Литература

1. A. Zucker. Ann. Rev. Nucl. Sci., 10, 183 (1960).
2. G.N. Flerov and V. Karnaukhov. Compt. Rend. Intern. Phys. Nucl., vol. 1, p. 373, Paris, 1964, Editions du Centre National de la Recherche Scientifique, Paris (1964).
3. R.R. Greider. Ann. Rev. Nucl. Sci., 15, 291 (1965).
4. D.A. Bromley. Proc. of the Summer Study Group on the Physics of the Emperor Van de Graaff Region (Brookhaven Nat. Lab. Rep. BNL 948 (C-46), vol. 111, p. 1045 (1965).
5. G. Breit. Encyclopedia of Physics, vol. 41/1 sect. 48, p. 367, Springer-Verlag, Berlin, 1959.
6. A. Dar. Recent Progress in Nuclear Physics with Tandem Heidelberg, Germany, July 18-21, Invited papers (ed. by W. Hering), Session IV.

7. В.В. Волков. Труды проблемного симпозиума по физике ядра. Тбилиси, том 1, стр. 226, 1967.
8. D.A. Bromley. A series of Lectures Prepared for Presentation at the Enrico Fermi Summer School on Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Varenna-Italy, June 26-July 15 (1967), preprint YALE-3223-84.
9. В.В. Волков, Л. Поморски, Я. Тыс, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 43, 865 (1962).
10. В.В. Волков, Л. Поморски, Я. Тыс. Сообщение ОИЯИ, РЗ-2965, Дубна, 1966.
11. А.Г. Артюх, В.В. Волков, Т. Квещинска. ЯФ, 4, 1165 (1966).
12. Г. Кумпф, Е.Д. Донец. ЖЭТФ, 44, 798 (1963).
13. В.М. Струтинский. ЖЭТФ, 46, 2078 (1964).
14. В.В. Волков, Л. Поморски, Я. Тыс, Я. Вильчински. ЖЭТФ, 45, 897 (1963).
15. B.N. Kalinkin, J. Grabowski. Acta Phys. Polonica, 24, 435 (1963).
16. L. Pomorski, J. Tys, V.V. Volkov. JINR Preprint E7-4877, Dubna, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 декабря 1970 года.

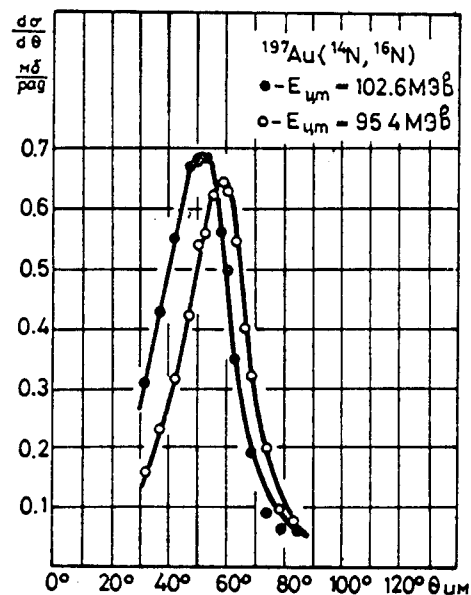
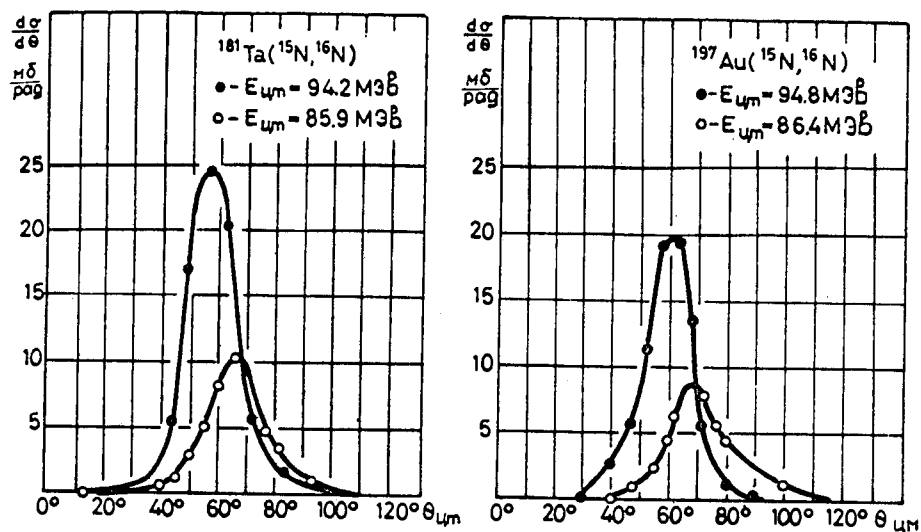


Рис. 1. Дифференциальные сечения реакций подхвата одного и двух нейтронов (^{15}N , ^{16}N); (^{14}N , ^{16}N).

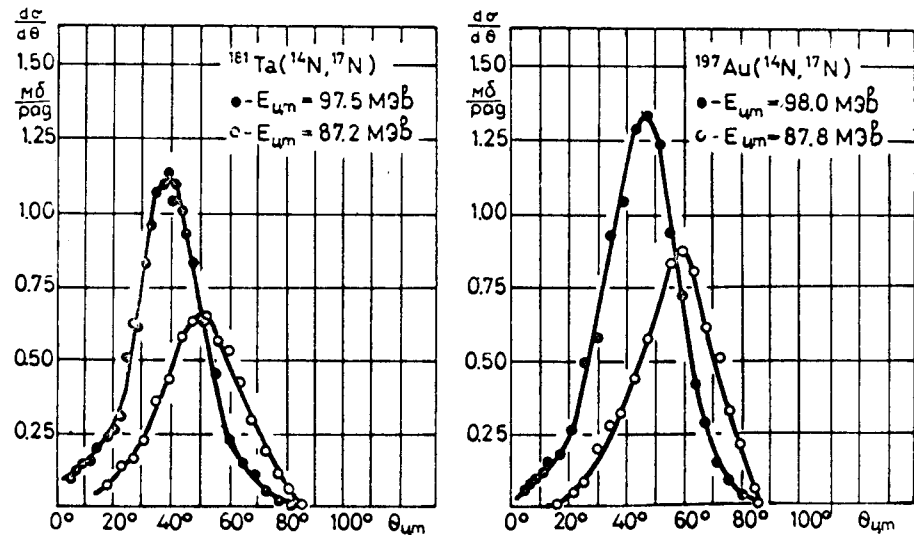
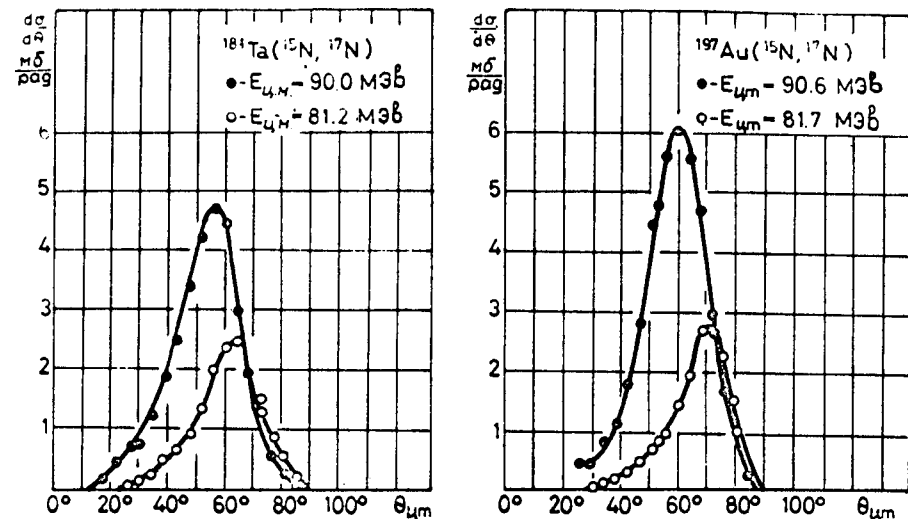


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакций подхвата двух и трех нейтронов (^{15}N , ^{17}N), (^{14}N , ^{17}N).

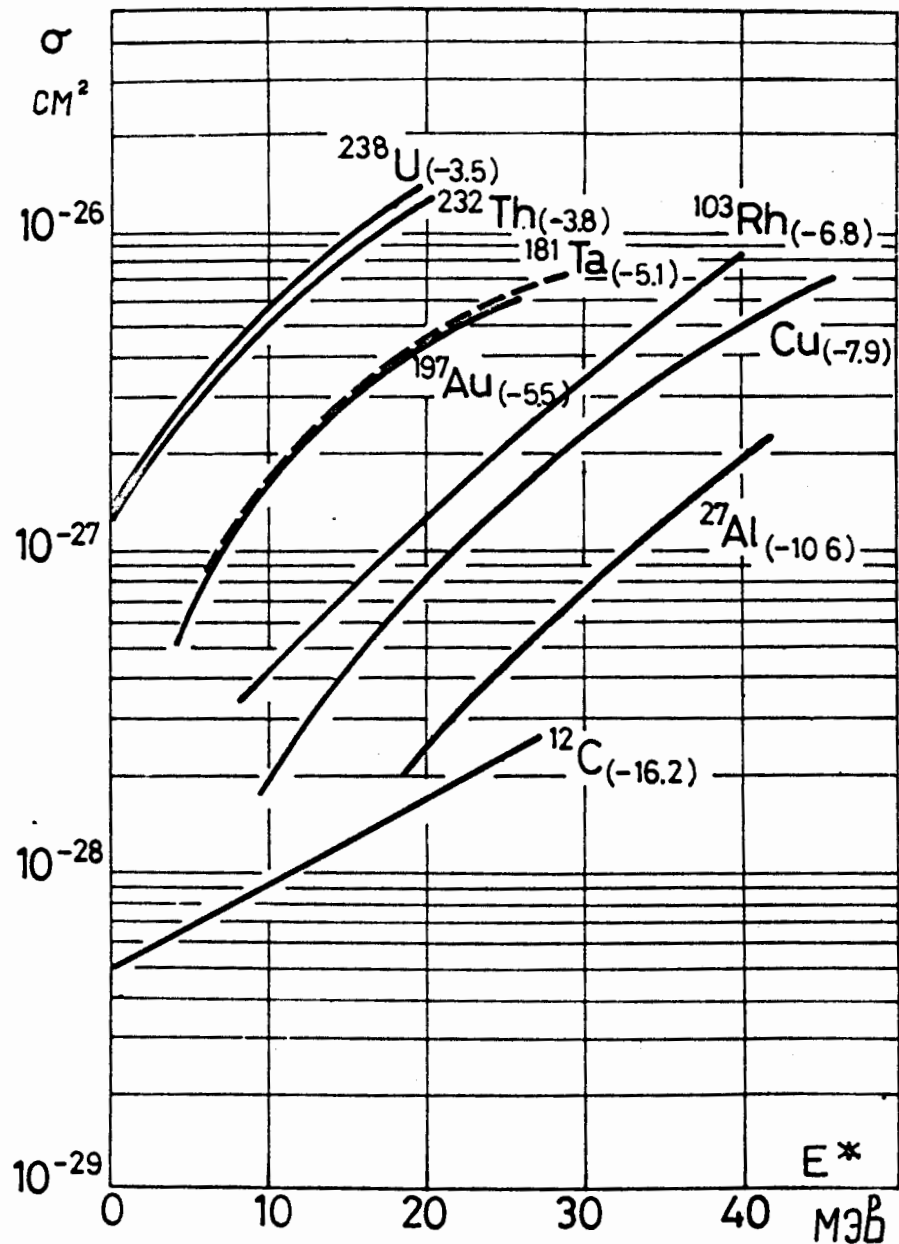


Рис. 3. Функции возбуждения реакции передачи одного нейтрона (^{15}N , ^{16}N). В скобках дана величина Q_0 , соответствующая образованию конечных ядер в основном состоянии.

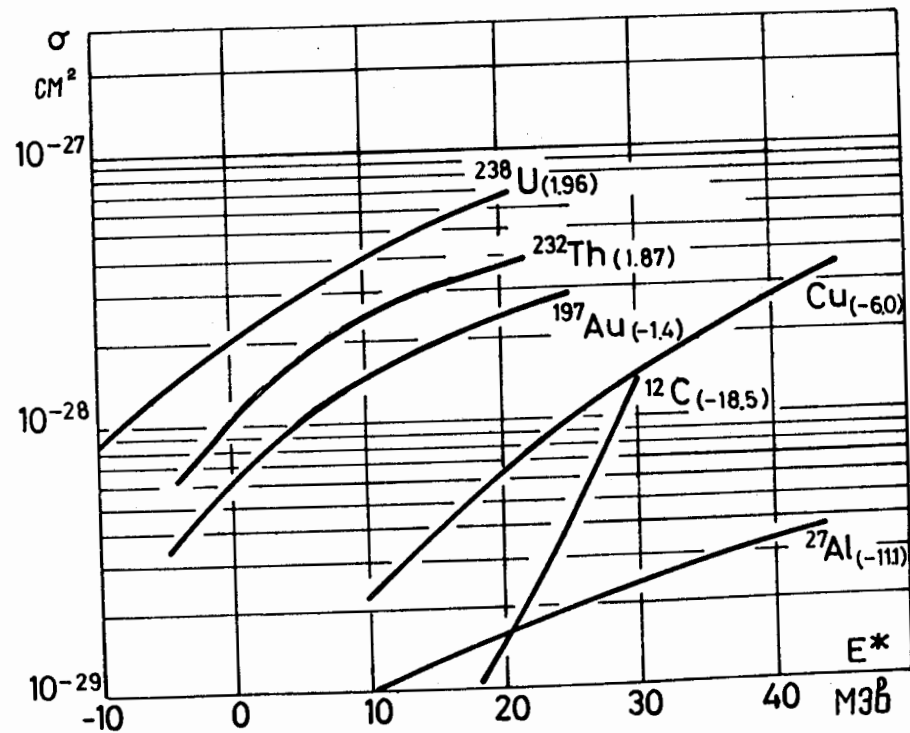


Рис. 4. Функции возбуждения реакции передачи двух нейтронов (^{14}N , ^{16}N). В скобках дана величина Q_0 , соответствующая образованию конечных ядер в основном состоянии. 15

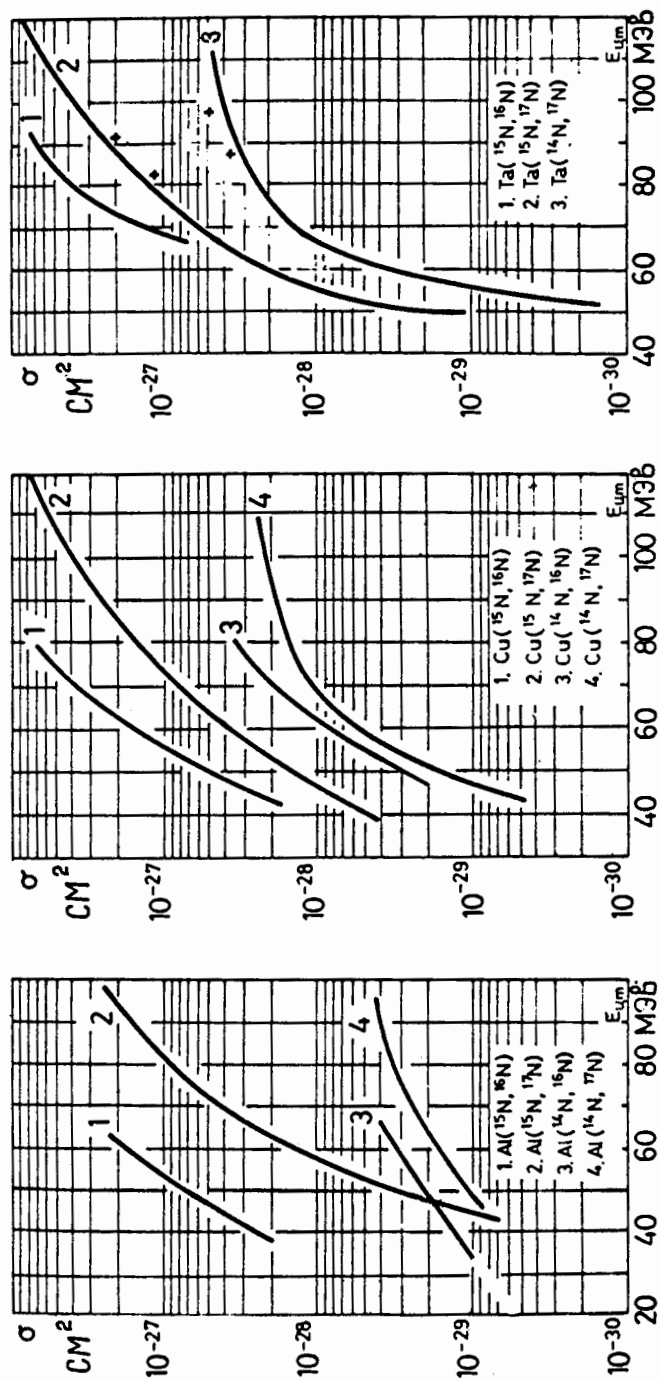


Рис. 5. Функции возбуждения реакций передачи одного, двух и трех нейтронов (¹⁵N, ¹⁶N), (¹⁴N, ¹⁶N), (¹⁵N, ¹⁷N), (¹⁴N, ¹⁷N) на Al, Cu и Ta.

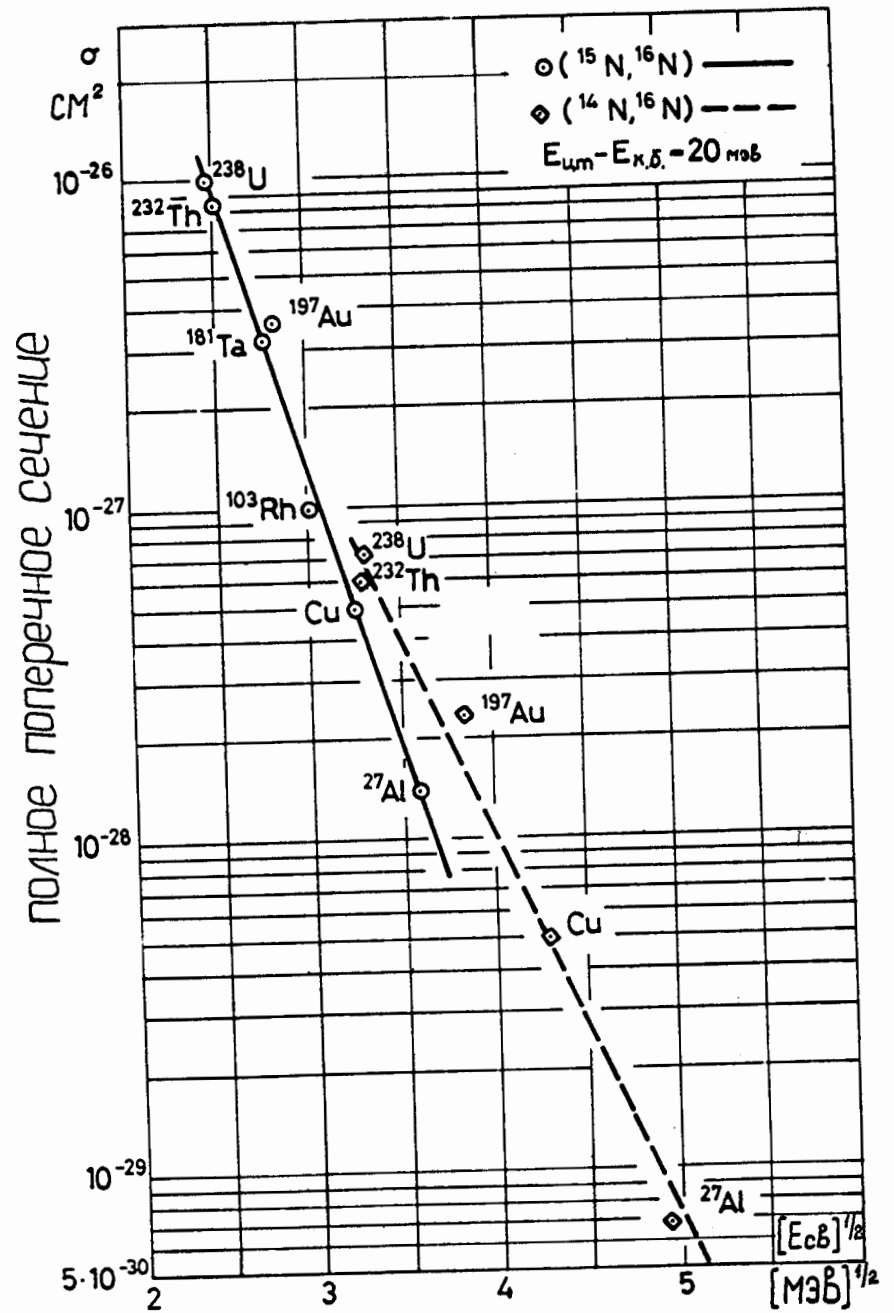


Рис. 6. Зависимость сечения реакции передачи одного и двух нейтронов (¹⁵N, ¹⁶N), (¹⁴N, ¹⁶N) от энергии связи передаваемых нейтронов в ядре-доноре. Сечения взяты при энергии на 20 Мэв выше кулоновского барьера для каждого ядра-мишени.

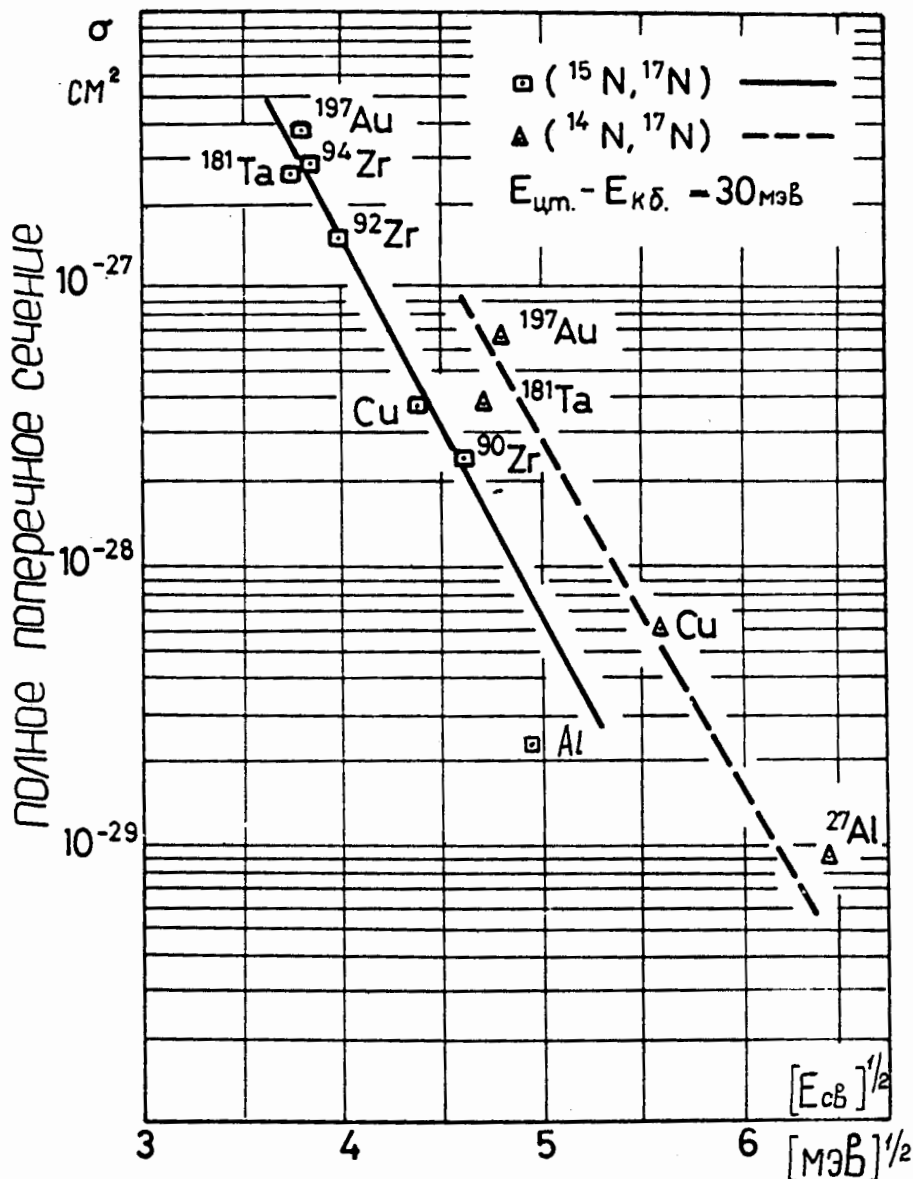


Рис. 7. Зависимость сечения реакции передачи двух и трех нейтронов ($^{15}\text{N}, ^{17}\text{N}$), ($^{14}\text{N}, ^{17}\text{N}$) от энергии связи передаваемых нейтронов в ядре-доноре. Сечения взяты при энергии на 30 МэВ выше кулоновского барьера для каждого ядра-мишени. Для реакции ($^{15}\text{N}, ^{17}\text{N}$) использованы также данные, полученные на изотопах циркония в нашей работе /16/.