

1041

$\frac{11}{K90}$



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Г. Кумпф, Е.Д. Донец

P-1071

О НЕКОТОРЫХ РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧИ,
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТОРИЯ ИОНАМИ Ne^{22}
ЖЭТФ, 1963, т 44, и 3, с 798-803.

Г. Кумпф, Е.Д. Донец

P-1071

16.24/4 38.
0 НЕКОТОРЫХ РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧИ
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТОРИЯ ИОНАМИ №²²

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Исследовались реакции передачи большого числа (от 5 до 8) нуклонов под действием тяжелых ионов. Облучались мишени из Th^{232} ионами Ne^{22} и регистрировались α -активные продукты Th^{227} , Ac^{226} , Ac^{228} , Ac^{224} .

Измерены зависимости сечений образования этих изотопов от энергии налетающих ионов. Они плавно растут от $\sim 10^{-30} \text{ см}^2$ вблизи кулоновского барьера до $\sim 10^{-27} \text{ см}^2$ при энергии 154 Мэв.

Получены угловые распределения ядер отдачи указанных изотопов при энергиях 150 Мэв и 120 Мэв. Они имеют максимумы в районе угла Резерфорда. Положения максимумов различны для разных изотопов, причем чем больше число передаваемых нуклонов, тем больше угол соответствующий максимуму сечения.

Измеренные зависимости не описываются существующими моделями механизма реакций передачи.

Работа выполнена с использованием внутреннего пучка ускоренных ионов Ne^{22} циклотрона МЗИ ОИЯИ.

Abstract

Reactions in which several (5-8) nucleons are transferred in heavy-ion collisions have been studied. Targets of Th^{232} were bombarded by Ne^{22} and heavy α -active products Th^{227} , Ac^{226} , Ac^{228} and Ac^{224} were detected.

Formation - cross - sections of these isotopes have been measured as functions of energy of bombarding particles. They increase monotonically beginning from 10^{-30} cm^2 at the Coulomb barrier to 10^{-27} cm^2 at energy 154 Mev.

Angular distributions for recoil - nuclei of these isotopes at energies 150 MeV and 120 MeV are reported. They have maximums near the Rutherford - cut - off. The peaks are at different angles for the different isotopes. The more nucleons are transferred, the greater is the angle at which the peak occurs.

The reported results do not fit into existing models for mechanism of transfer reactions.

In performing the present investigation the internal beam of accelerated Ne^{22} ions from the cyclotron of heavy ions of the Joint Institute has been used.

1. Введение

Вскоре после того, как появились пучки ускоренных тяжелых ионов, стало известно, что и в этом случае не все реакции протекают с образованием составных ядер. В Англии^{/1/}, СССР^{/2/} и США^{/3/} наблюдались среди продуктов облучений изотопы, массовые числа которых мало отличались от массовых чисел мишеней или частиц. В последнее время появилось несколько работ, посвященных реакциям передачи одного, двух, а также нескольких нуклонов в реакциях с тяжелыми ионами^{/4/,5/}.

Для объяснения реакций неполного слияния и реакций "передачи" был развит ряд представлений, области применения которых пока неясны. Реакции передачи одного нуклона описываются теорией, основанной на туннельном эффекте^{/6/}. В первых работах Фремлина и др.^{/7/} была высказана гипотеза, что в поле ядра частица может развалиться, и ядро захватывает одну из ее частей (так называемый шрапнель-эффект); образующиеся промежуточные составные ядра могут затем испарить нуклоны, в результате чего возникают продукты тяжелее ядра мишени.

Для объяснения происхождения продуктов с массами, близкими к массе частиц в работе^{/8/}, была предложена "модель скользящих столкновений". Авторы этой работы наблюдали легкие радиоактивные продукты в облучениях родия частицами C^{12} , N^{14} , O^{16} и F^{19} с энергией 10 Мэв/нуклон. Полученные ими угловые распределения продуктов имеют строго выраженный максимум в направлении пучка. Сечения монотонно нарастают с энергией. Вольфганг и Кауфман предполагают, что эти продукты возникают в касательных столкновениях, когда объемы частицы и ядра немного перекрываются. Вследствие трения вещество в области перекрытия возбуждается, так что ядра не совсем сливаются. Во время контакта нуклоны могут переходить от ядра к частице и наоборот. В процессе движения центробежные и кулоновские силы вновь разрывают эту систему.

Содержащиеся в работе^{/8/} распределения пробегов ядер, вылетающих под определенным углом (18°), показывают большой разброс (до 30 Мэв). Это несомненно свидетельствует о том, что в реакциях возникают также несвязанные нуклоны или комплексы нуклонов^{/9/}.

Существенная предпосылка модели скользящих столкновений - высокая по сравнению с кулоновским барьером энергия бомбардирующих частиц. Однако авторы в работе^{/10/} заметили значительный выход изотопов актиния в облучениях тория ионами Ne^{22} уже вблизи кулоновского барьера, что не соответствует модели, описанной в работе^{/8/}.

В настоящей работе изучаются реакции, в которых возникают изотопы Th^{227} , Ac^{226} , Ac^{225} и Ac^{224} при облучении Th^{232} ионами Ne^{22} . Возникновение таких продуктов соответствует срыву $5n$, $p5n$, $p6n$, $p7n$ с ядра мишени. Тот факт, что используются тяжелая мишень из тория и тяжелая частица Ne^{22} с энергией, незначительно превышающей кулоновский барьер, дает основания полагать, что полученные зависимости отражают некоторые общие закономерности реакций передачи, поскольку рождение несвязанных нуклонов или их комплексов энергетически затруднено.

Методика регистрации α -радиоактивных продуктов на ионизационной камере дает необходимую высокую чувствительность.

2. Методика регистрации

Образующиеся в реакции $Th^{232} + Ne^{22}$ изотопы Th^{227} , Ac^{226} , Ac^{228} и Ac^{224} удобны для регистрации. Все они дают ряды α и β^- -активных дочерних продуктов, которые кончаются α -распадом одного из изотопов полония с высокой энергией α -частиц (см. табл.1). Измеряя интенсивность этих линий на ионизационной камере, можно определить число ядер исходного материнского изотопа в данном образце. Так как существует очень мало излучателей с энергией α -частиц выше 7 Мэв, по энергии и периоду полураспада можно идентифицировать указанные в таблице № 1 изотопы, не применяя химических методов. Обычно все мишени измерялись четыре или пять раз в разные времена, так что количество каждого изотопа определялось по крайней мере двумя независимыми измерениями. На некоторых тонких мишенях были идентифицированы и все остальные линии этих рядов. Ядра Th^{227} и Ac^{226} практически экранированы. Ac^{228} может образоваться из Th^{228} , который в 10% случаев распадается К-захватом. Ac^{224} и Ra^{224} не удалось разделить количественно.

Т а б л и ц а 1

Радиакт. семейство	$4n + 3$	$4n + 2$	$4n + 1$		$4n$	
Наблюд. материнск.ядро	Th^{227}	Ac^{226}	Ac^{228}	Ra^{228}	Ac^{224}	Ra^{224}
Периоды, определяющие распад ядра	18дн, 11дн.	28час	10 дн.	14дн, 10дн.	3час, 3,6дн.	3,6 дн.
Энергия наблюдаемой α -линии Мэв	7,35	7,68	8,35	8,35	8,78	8,78
Уходящие от Th^{232} нуклоны	5n	p5n	p6n	2p5n	p7n	2p6n, 4n
Оценка Q-реакции Мэв	-6	+3	+2	+15	-3	+18
σ при 143 Мэв [10^{-28} см ²]	10	6,6	5,5	<1,5	5,3	<2

Измерения проводились на ионизационной камере с двумя сетками, которая наполнялась аргоном с небольшой добавкой ацетилена. Импульсы подавались через предусилитель, усилитель и экспандер на стоканальный анализатор АИ-100. Имеется блок электронной коллимации по принципу, предложенному в работе /11/, который однако применялся только в измерениях сильно активных образцов. Собственное разрешение камеры (25 Кэв при эффективности 2π) в этих измерениях не реализовалось, так как продукты реакций глубоко вбивались в сборники. Камера снабжена шлюзом для транспортировки образца без смены газа в рабочем объеме.

3. Сечения

Для определения зависимости сечения образования изотопов Th и Ac от энергии ионов Ne^{22} облучались стопки из мишеней Th_2O_3 ($\sim 100 \mu\text{г}/\text{см}^2$), нанесенных на алюминиевые подложки толщиной 5 мк, и алюминиевых сборников разных толщин. На камере обсчитывались и мишени, и сборники. При этом можно одновременно определить и количество нанесенного тория по α -счету. Из-за сильной β -активности сборников и мишеней первые измерения начинались не раньше, чем через 15 час после конца облучения, когда короткоживущие β -излучатели уже распадались. Результаты приведены в рис. 1 и 2. Указанные на всех рисунках ошибки являются оценочными с учетом неполного разделения α -линий и статистических ошибок. Относительные величины однако более точны, так как все спектры обработаны одинаковым способом. Неопределенность в шкале энергии меньше ± 5 Мэв. В измерениях полных сечений выход Ac^{224} определен со значительной ошибкой, так как линия 8,78 Мэв имеется в спектре семейства самого тория. Кроме того, не удалось отделить Ra^{224} от Ac^{224} , который с периодом 2,8 ч переходит в Ra^{224} , так как измерения начинались только через 15 ч после облучения. Однако при снятии угловых распределений сборники не активируются пучком и поэтому там регистрация начиналась сразу после облучений. Хотя из-за длительности облучений (3-5 ч) не удалось количественно определить соотношение Ra^{224} к Ac^{224} , было найдено, что образуется по крайней мере в три раза меньше Ra^{224} , чем Ac^{224} . В таблице 1 даны сечения образования при энергии 143 Мэв и грубые оценки Q -реакции по таблицам Камерона.

4. Угловые распределения

Угловые распределения ядер отдачи Th^{227} , Ac^{226} , Ac^{228} и Ac^{224} в диапазоне от 40° до 180° снимались с помощью простой приставки к пробнику для измерения тока ионов внутреннего пучка циклотрона (см. рис. 3). Мишень из Th_2O_3 толщиной $15 \mu\text{г}/\text{см}^2$ была нанесена электрофорезом^{/12/} на толстую молибденовую подложку, которая была расположена под углом 40° к пучку. Облучения проводились током ~ 15 мка в течение ~ 5 ч. Для контроля за током ионов небольшая его часть проходила мимо мишени и попадала на коллектор. Вокруг мишени находился сборник из алюминиевой фольги в виде полуцилиндра, так что пучок проходил вдоль оси цилиндра (см. рис. 3). После облучения фольга разрезалась по линиям $\theta = \text{const}$ и отдельные полосы обсчитывались на ионизационной камере.

Распределение в диапазоне от 0° до 70° снималось с помощью подобной приставки (см. рис. 4). Мишень из $60 \mu\text{г}/\text{см}^2$ Th_2O_3 находилась на алюминиевой фольге (5μ) и стояла перпендикулярно к пучку.

Кривые для задних ($40^\circ - 180^\circ$) и передних ($0^\circ - 70^\circ$) углов сшивались в общем участке. Это сшивание дало согласующиеся результаты для всех четырех распределений в пределах ошибок. На рис. 5 изображены угловые распределения в лабораторной системе при энергии ионов $E = 150$ Мэв. Угловое разрешение определяется расстоянием между точками. Конечные размеры мишени дают только незначительный вклад в порчу углового разрешения. Рис. 6 показывает дифференциальные сечения ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$) в системе центра масс. Направление оси абсцисс выбрано так, что налево 180° для ядер отдачи (нижняя шкала) или 0°

для частиц (верхняя шкала). Переход от лабораторной системы к системе центра масс проводился в предположении того, что в реакции все нуклоны передаются налетающей частице и что конечные продукты возникают в основном состоянии. Однако преобразование мало чувствительно к этим предпосылкам. Даже, если в реакции рождается несколько несвязанных нуклонов, характер кривых не изменится. Ширина наблюдаемых α -линий, обусловленная глубиной, на которую вбиты ядра изотопов Th и Ac, монотонно уменьшается с ростом угла θ , так как энергия отдачи уменьшается. Хотя энергия ядер отдачи, вылетающих под углом больше 150° , очень мала (~ 300 Кэв), ввиду того, что использовалась очень тонкая мишень, можно и этот участок кривых считать правдоподобным. Но ввиду того, что суммарное сечение для $\theta \geq 150^\circ$ составляет $\sim 5\%$ от полного сечения, статистические ошибки в этом диапазоне весьма значительные. Все опыты повторялись с одинаковыми результатами. В частности, подтвердилось смещение пиков для отдельных изотопов.

На рис. 5 показаны дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ при облучении ториевой фольги толщиной $1,0 \text{ мг/см}^2$ ионами Ne^{22} с энергией 120 Мэв. Кривая не снималась для задних углов, так как было установлено, что основная доля активности вылетает из мишени.

5. Обсуждение результатов

Как видно из графиков, максимумы в угловых распределениях находятся направо от угла Резерфорда (угол, на который отклоняется упруго рассеянная частица с расстоянием наименьшего сближения $r_0 (A_1^{13} + A_2^{1/3})$ с $r_0 = 1,35 f$) и смещаются вместе с ним при изменении энергии ионов. Это свидетельствует о том, что частицы движутся в основном по кулоновским орбитам и ядерное взаимодействие мало отклоняет их от первоначального направления. Это только подтверждение того факта, что эти реакции происходят на поверхности ядра. В тоже время сдвиг в положении максимумов для отдельных изотопов говорит, что ядерное взаимодействие имеет место и оно разное при различном числе передаваемых нуклонов, причем чем больше число передаваемых нуклонов, тем эффективнее ядерное взаимодействие сильнее.

Надо подчеркнуть, что полученные зависимости нельзя объяснить существующими моделями механизма реакций передачи. Безусловно невозможно описать передачу восьми нуклонов моделью, основанной на туннельном эффекте, хотя и функции возбуждения и дифференциальные сечения похожи на соответствующие зависимости в случае однонуклонной передачи. Но и моделью скользящих столкновений вряд ли удастся описать наблюдаемые явления, так как основная ее предпосылка — высокая, по сравнению с кулоновским барьером, энергия — не выполняется. Уже вблизи барьера, где ядра сближаются с ничтожной скоростью, реакции передачи большого числа нуклонов идут с заметным сечением. Очевидно и в центральных соударениях не всегда образуется составное ядро, как это пока считалось.

При слиянии двух ядер большая доля энергии возбуждения имеет вид энергии деформации, а также энергии вращения. Возможно, что переход энергии этих коллективных степеней свободы в энергию статистического движения нуклонов в составном ядре затруднен, и система может делиться. Тот факт, что нейтроны переходят с несколько большей вероят-

ностью, чем протоны (см. табл. 1) может означать, что перекрываются в основном нейтронные внешние оболочки.

Авторы благодарны проф. Г.Н. Флерову за постоянный способствующий делу интерес к этой работе.

Приятно также отметить полезные дискуссии с В.А. Карнауховым.

Авторы выражают свою благодарность группе эксплуатации циклотрона МЗИ за обеспечение работы и Б.А. Гвоздеву за консультации по технологии изготовления мишеней.

Л и т е р а т у р а

1. K.F. Chackett, J.H. Fremlin, D. Walker Phil. Mag. 45 (1954) 173.
2. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян, В.И. Хализев. ЖЭТФ, 36 (1959), 748.
3. H.L. Reynolds, D.W. Scott, A. Zucker Phys. Rev. 102 (1956) 237.
4. И. Брандштеттер, М. Крживанек, Я. Малы, Су Хун-гуй. Препринт ОИЯИ Р-978, 1962.
5. Г.Н. Флеров, В.В. Волков, Л. Поморский, Я. Тыс. ЖЭТФ, 41 (1961) 1365.
6. G. Breit Phys. Rev. 102 (1956) 549. G. Breit, M.E. Ebel Phys. Rev. 103 (1956) 958.
7. G.A. Chackett, K.F. Chackett, J.H. Fremlin Phil. Mag. 46 (1955) 1.
8. R. Kaufmann, R. Wolfgang Phys. Rev. 121 (1961) 192.
9. A. Zucker Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 21.
10. Е.Д. Донец, В.А. Карнаухов, Г. Кумпф, Б.А. Гвоздев, Ю.Т. Чубурков. Препринт ОИЯИ Р-898, Дубна 1962.
11. U. Facchini, E. Gatti, F. Pellegrini Nucl. Instr. 4 (1959) 221.
12. Б.А. Гвоздев, Ю.Т. Чубурков. Направлено в ред. журнала "Радиохимия".

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 1962 года.

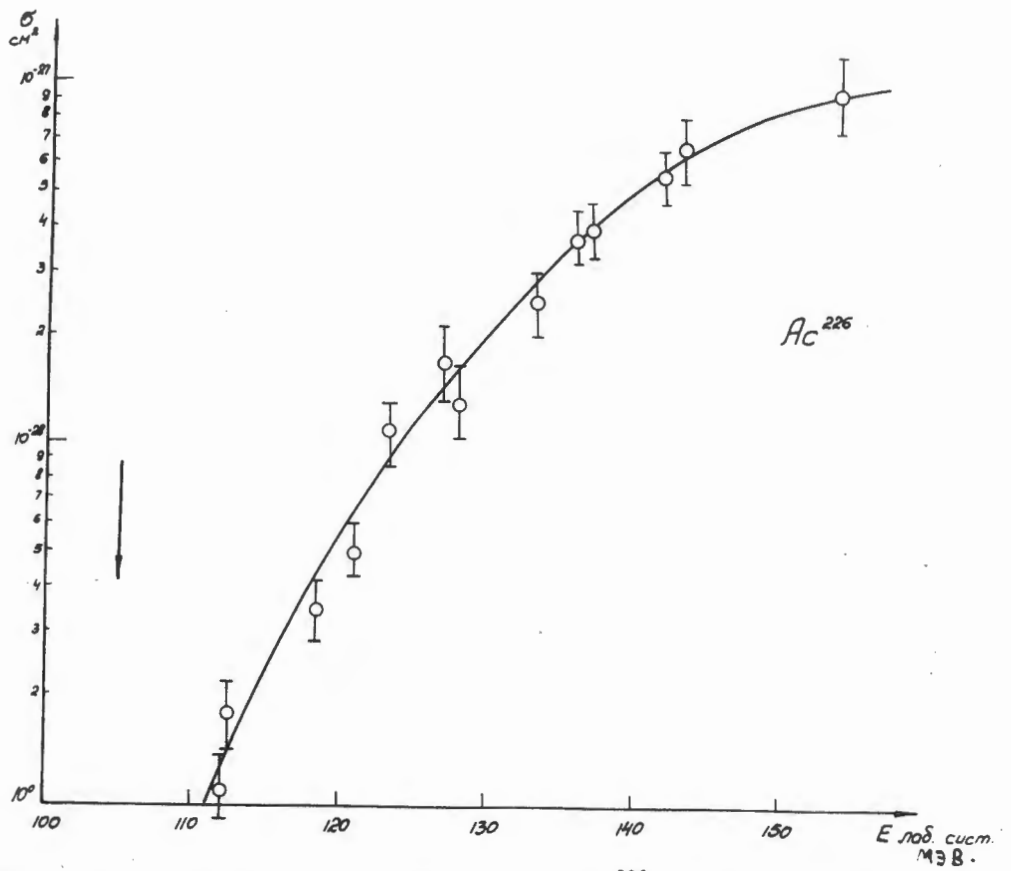


Рис. 1. Зависимость сечения образования Ac^{226} при облучении тория ионами Ne^{22} от энергии бомбардирующих частиц (в лабораторной системе). Стрелка показывает энергию кулоновского барьера.

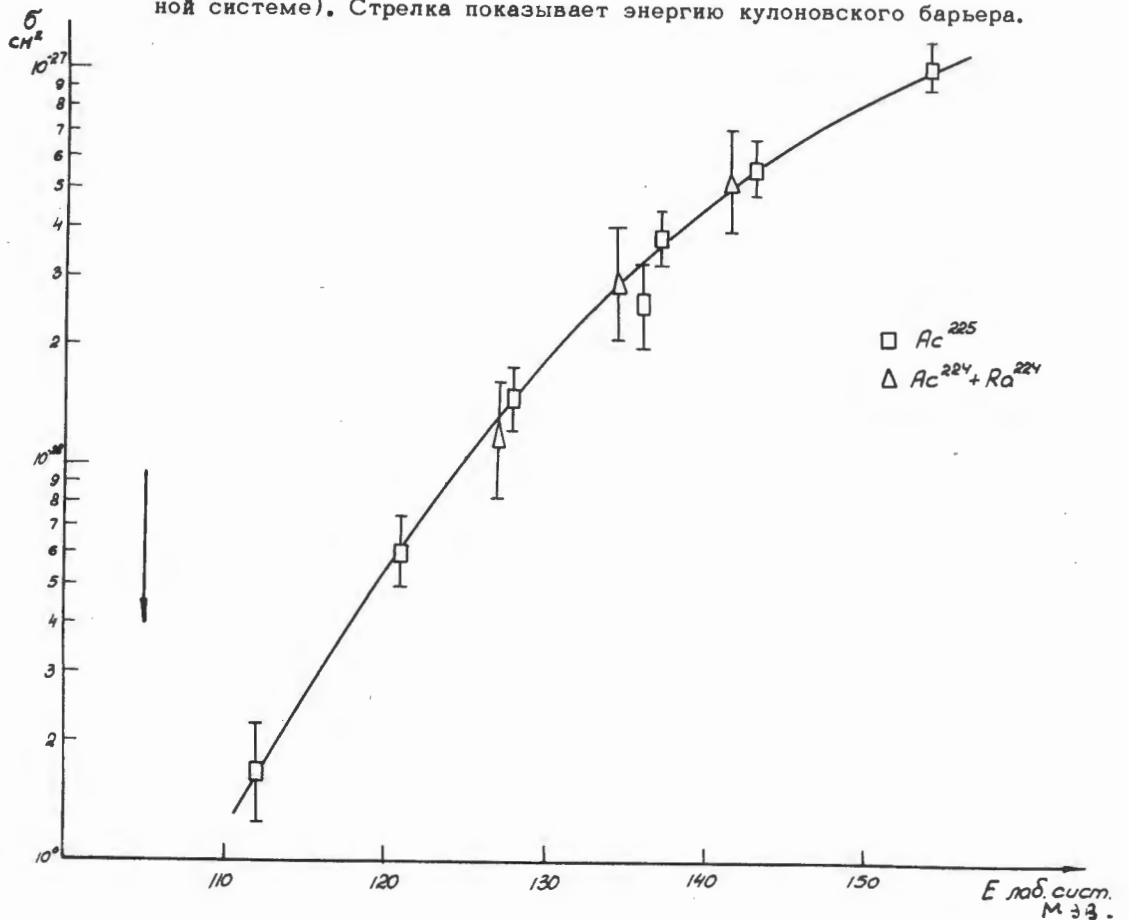


Рис. 2. Зависимость сечений образования Ac^{225} и Ac^{224} от энергии.

□ - Ac^{225} △ - Ac^{224}

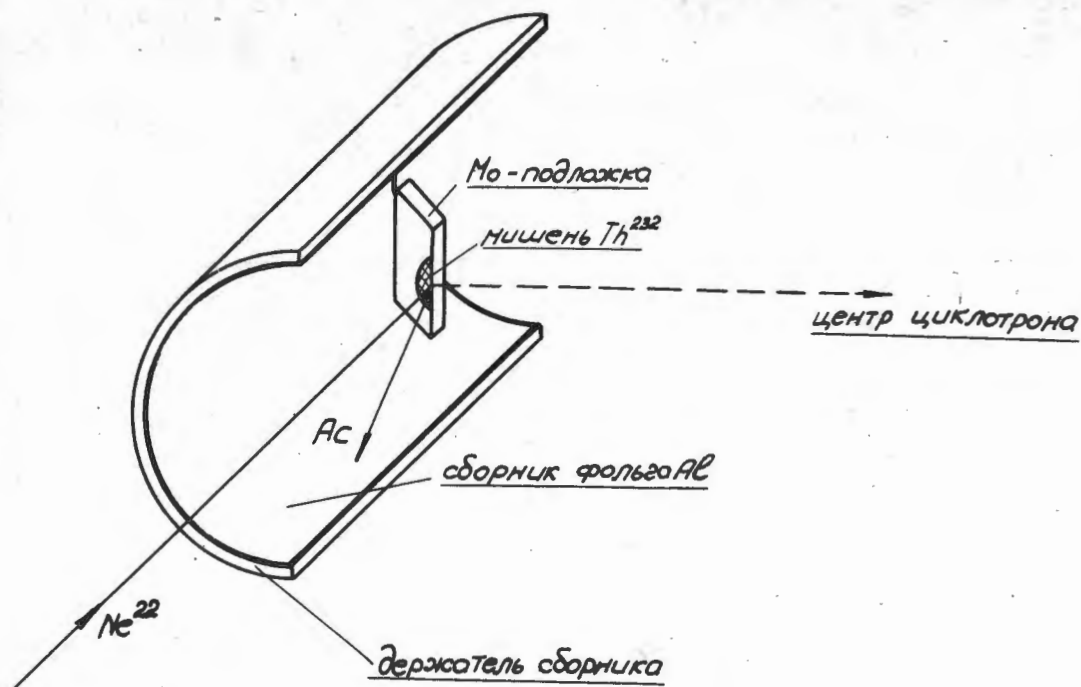


Рис. 3. Приставка для измерения углового распределения ядер отдачи в диапазоне углов от 180° до 40° .

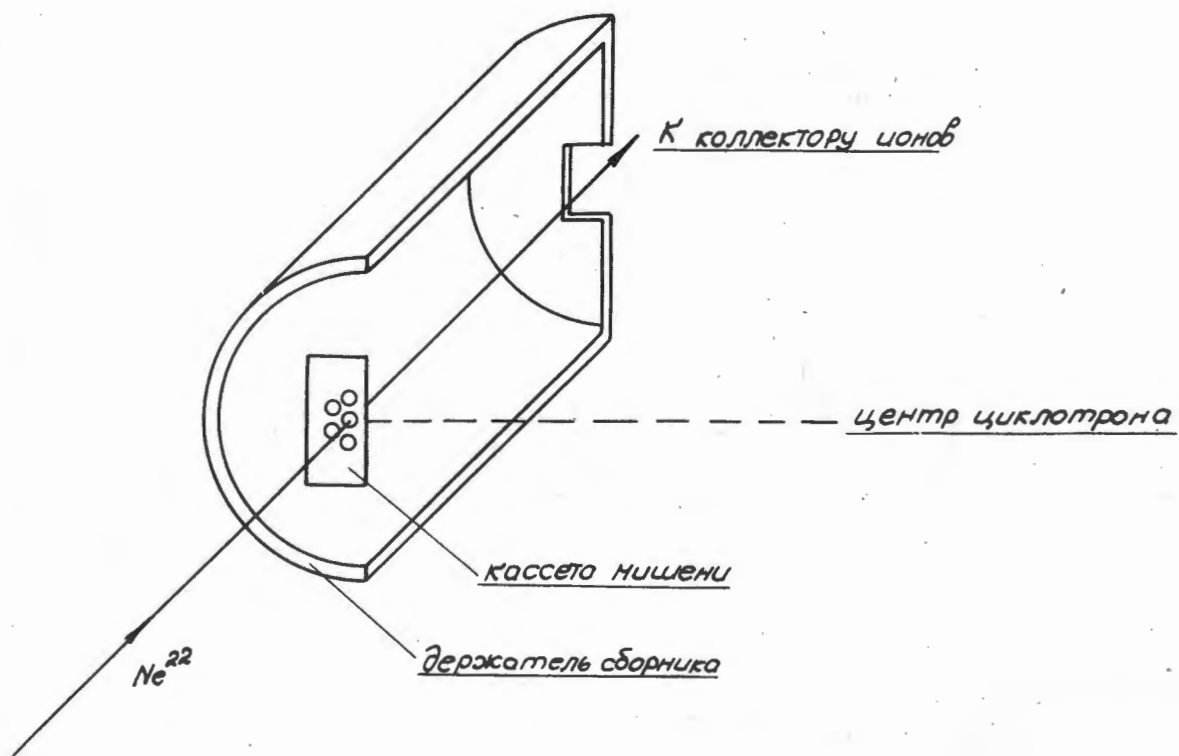


Рис. 4. Приставка для измерения углового распределения в диапазоне от 0° до 40° .

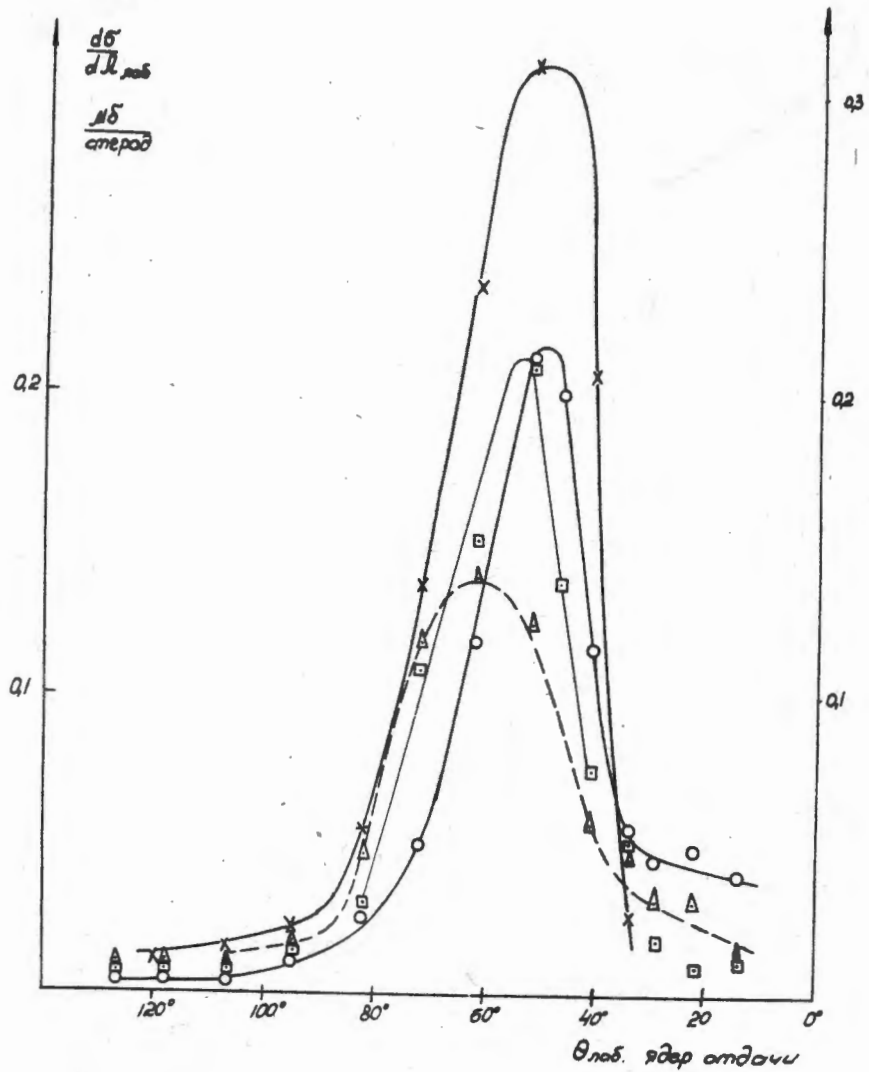


Рис. 5. Дифференциальные сечения образования Th^{227} , Ac^{226} , Ac^{225} и Ac^{224} в лабораторной системе при облучении Th^{232} ионами Ne^{22} с энергией 150 Мэв. \times - Th^{227} , \circ - Ac^{226} , \square - Ac^{228} , Δ - Ac^{224}

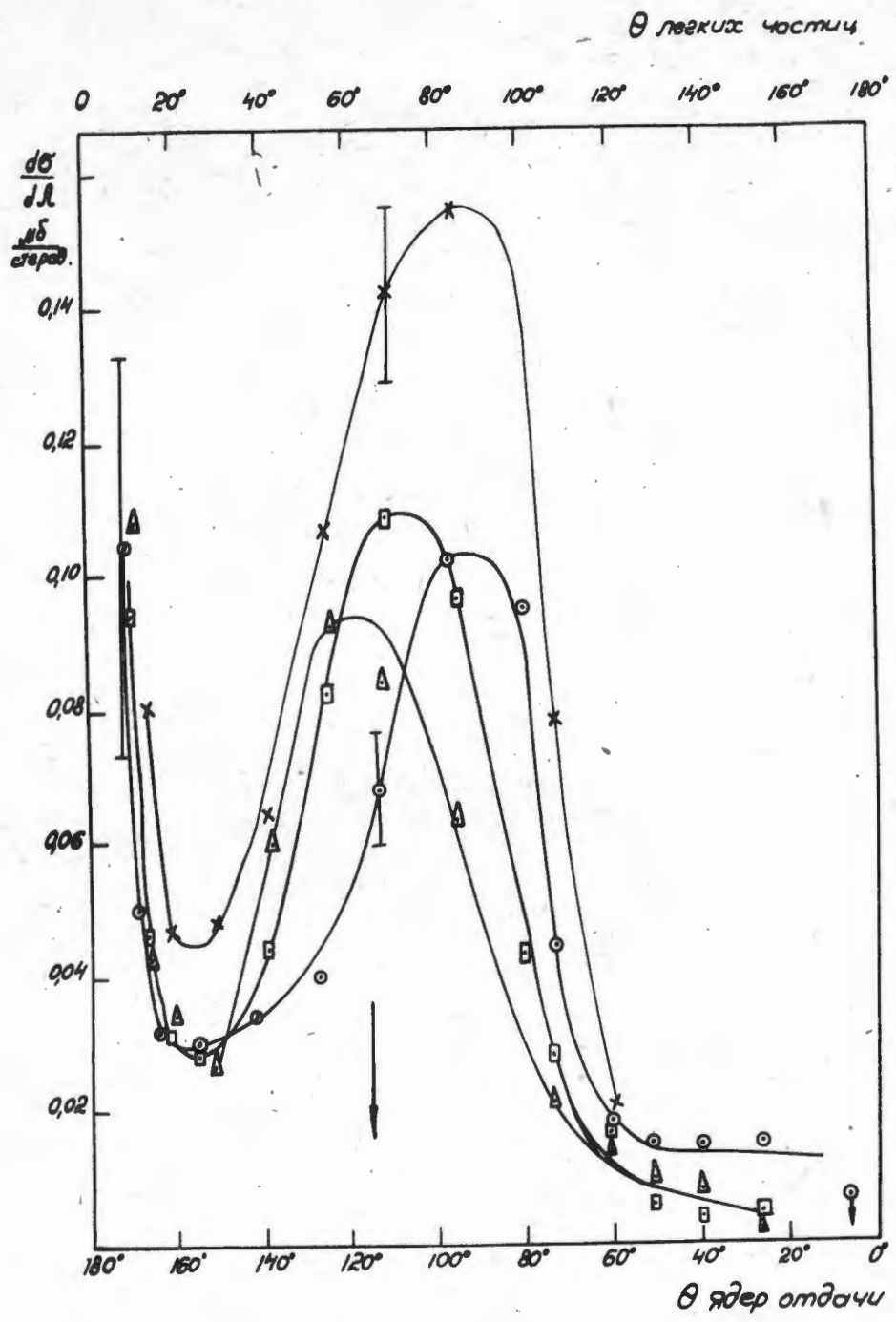


Рис. 6. Дифференциальные сечения образования Th^{227} , Ac^{226} , Ac^{228} и Ac^{224} в системе центра масс. Энергия бомбардирующих частиц $E = 150$ Мэв. На нижней шкале оси абсцисс отложен угол ядер отдачи, на верхней шкале - угол легких частиц $x-Th^{227}$, $o-Ac^{226}$, $\square-Ac^{228}$, $\Delta-Ac^{224}$.

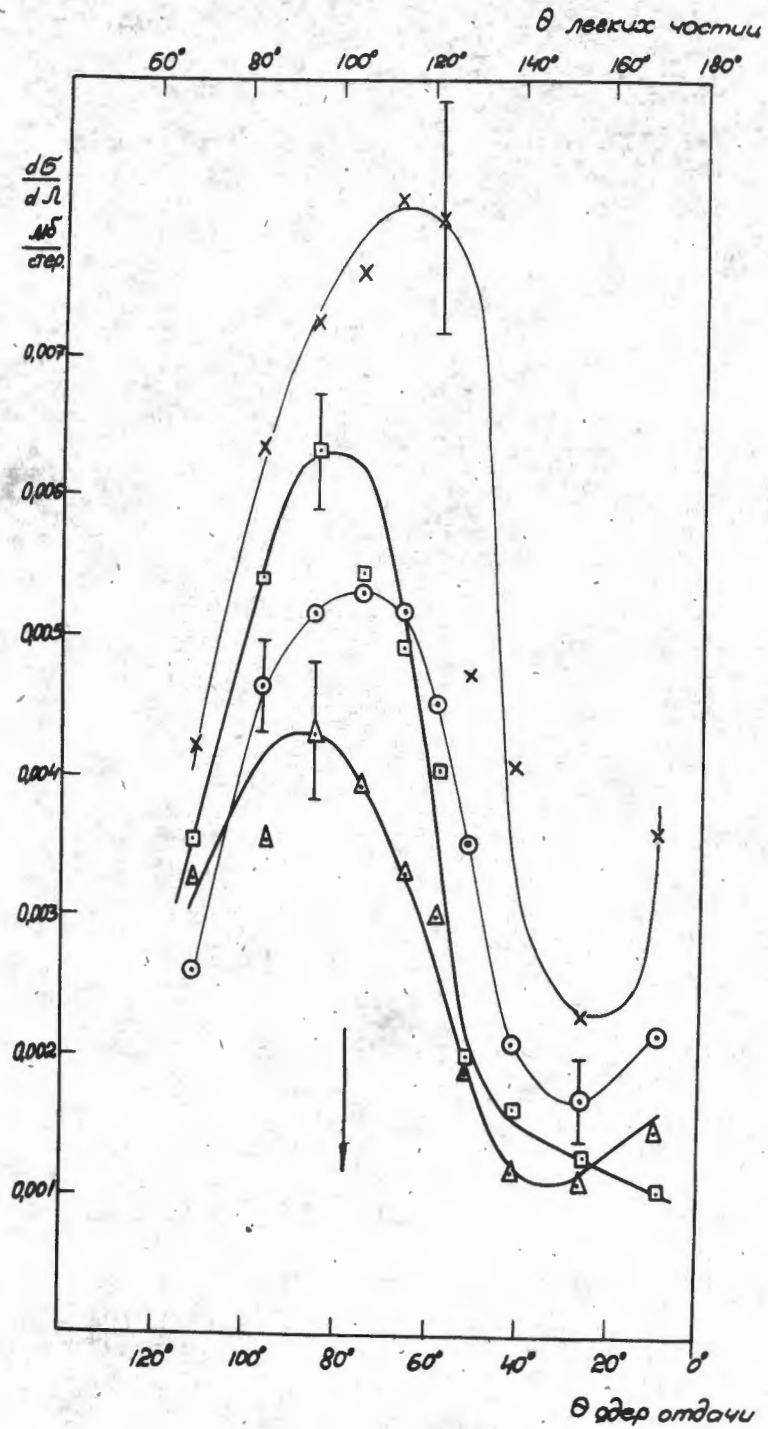


Рис. 7. Дифференциальные сечения в системе центра масс при (энергия $E = 120$ Мэв. Обозначения как в рис. 4.