

16
B-17

2.3

502
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория ядерных проблем

D-502

Ван Юн-юй, В.В. Кузнецов, М.Я. Кузнецова,
В.Н. Мехедов, В.А. Халкин

ИЗУЧЕНИЕ ВТОРИЧНОЙ РЕАКЦИИ
ЗАХВАТА ЯДЕР ЛИТИЯ СВИНЦОМ
ЖЭТФ, 1960, т 39, в 3, с 527-535.

D-502

Ван Юн-юй, В.В. Кузнецов, М.Я. Кузнецова,
В.Н. Мехедов, В.А. Халкин

ИЗУЧЕНИЕ ВТОРИЧНОЙ РЕАКЦИИ
ЗАХВАТА ЯДЕР ЛИТИЯ СВИНЦОМ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

583/9
172

А н н о т а ц и я

Радиохимическим методом изучалось образование изотопов аstatина / At^{211} , At^{210} и At^{207} / из свинца под действием протонов с энергиями 80-660 Мэв, дейтронов с энергиями 115-370 Мэв и α -частиц с энергиями 210-810 Мэв. Эти изотопы аstatина получаются в результате осуществления вторичной реакции захвата надбарьерных ядер лития, получаемых в расщеплениях. Выход At^{211} при бомбардировке α -частицами достигает 0,3 микробарн и практически не зависит от энергии α -частиц. При бомбардировке протонами и дейтронами он растет с увеличением энергии, особенно на протонах после 400 Мэв и достигает 0,2 микробарн при энергии 660 Мэв. Выход At^{211} в зависимости от толщины свинцовой мишени постоянен в интервале толщин 0,3-1,6 мм и уменьшается для толщин менее 0,3 мм. Из выходов аstatина из свинца рассчитано сечение образования и оценен энергетический спектр захватываемых литиевых фрагментов. Сечение образования надбарьерных литиевых фрагментов при энергии протонов 660 Мэв составляет 3-6 миллибарн.

В в е д е н и е

В процессе фрагментации /1-6/, под которым мы понимаем выбрасывание литиевых, бериллиевых и более тяжелых осколков возбужденным ядром, наиболее интересным является испускание надбарьерных фрагментов. Это явление не имеет до сих пор удовлетворительного теоретического объяснения. Ни один из известных механизмов ядерных реакций не может объяснить передачу комплексу нуклонов, без разрешения этого комплекса, такой большой кинетической энергии, которая превосходит иногда полную энергию связи нуклонов в фрагменте.

Радиохимические исследования "вторичных реакций" /7-11/ являются одним из методов изучения этого процесса. Вторичными реакциями принято называть реакции, происходящие на ядрах мишени под действием вторичных надбарьерных фрагментов. В настоящей работе изучалось образование изотопов астатина по вторичной реакции ${}_{82}Pb(L_i, \chi n)_{85}At$ /где χ - число вылетевших нейтронов/ при бомбардировке свинца протонами, дейтронами и α -частицами высоких энергий. Выбор свинца в качестве объекта облучения обусловлен двумя причинами. В случае свинца опасными примесями являются примеси висмута, урана и тория, очистка от которых может быть достигнута сравнительно легко. С другой стороны, при ожидаемых малых эффектах /выход реакции 10^{-30} - 10^{-32} см²/ конечный продукт реакции - аstatин - удобно наблюдать по испускаемому α -излучению. В данном случае значительно облегчаются требования химической очистки искомого продукта реакции от мешающих β , γ - радиоактивных загрязнений.

Методика эксперимента

Для уверенного наблюдения вторичной реакции свинец не должен содержать примеси Bi , U и Th выше $10^{-3}\%$, $10^{-4}\%$ и $10^{-5}\%$, соответственно /10/. Указанная степень чистоты свинца достигалась следующим образом: исходным продуктом являлся химически чистый карбонат свинца; из него был приготовлен нитрат, который дважды перекристаллизовывался из 75% раствора /по объему/ метилового спирта и один раз - из концентрированной азотной

кислоты; нитрат прокаливается до окиси; окись свинца восстанавливается до металла сахарозой при $700-800^{\circ}\text{C}$. Содержание висмута в исходном карбонате свинца составляло $10^{-2}\%$. В металлическом свинце висмут не обнаружен $< 10^{-3}\%$.^{x/} Примесь урана и тория в металлическом свинце оценивалась из выхода Ra^{223} при облучении свинца протонами с энергией 120 Мэв. Примесь U и Th в свинце найдена $< 10^{-5}\%$, если считать, что Ra^{223} образуется из этих элементов с сечением ≈ 10 миллибарн /12/.

Облучение мишеней производилось протонами в интервале энергий 80-660 Мэв; дейтронами в интервале энергий 115-370 Мэв и α -частицами в интервале энергий 210-810 Мэв. Изменение энергии бомбардирующих частиц достигалось установкой мишени на различные радиусы орбиты пучка частиц. Чтобы избежать потери астатина при нагревании мишеней пучками протонов и дейтронов, образцы свинца весом около одного грамма, запаивались в кварцевые ампулы с наружным диаметром 4 мм, длиной 30 мм, с толщиной стенок 0,5-0,6 мм. Времена облучения составляли от 0,2 до 2 часов.

В опытах по определению выхода астатина из свинцовых фольг различной толщины облучение образцов проводилось на торцевых поверхностях пластин выводного магнитного канала /13/ синхротрона при энергии протонов 660 Мэв. Пучок протонов на торцах пластин магнитного канала сильно размыт и имеет интенсивность на 1 см^2 в 50-100 раз меньшую, чем циркулирующий пучок. В этом случае весь набор фольг /каждая размером $3 \times 40\text{ мм}$ / облучался одновременно. Фольги располагались рядом друг с другом в одной плоскости, перпендикулярной пучку протонов. Длительность облучения в этих опытах составляла 2-10 часов.

Из облученного свинца астатин выделялся экстрагированием его из солянокислого раствора диизопропиловым эфиром. Дальнейшая очистка препарата проводилась путем соосаждения радиоактивных загрязнений с элементарным теллуром из щелочного раствора и соосаждения астатина с элементарным теллуром из солянокислого раствора. Подробная методика

^{x/} Спектральные определения примеси висмута в свинце выполнены сотрудником ГЕОХИ М.Фарафоновым, которому авторы приносят свою благодарность.

химического выделения астатина описана в работе ^{/14/}. Для контроля несколько образцов свинца обрабатывалось методом ^{/10/}, основанным целиком на соосаждении астатина с теллуром. Выходы астатина в этих случаях получены такими же, в пределах экспериментальных ошибок, как и в экстракционном методе.

Метод измерения образцов и применяемая аппаратура описаны в работе ^{/15/}. Во всех опытах наблюдалась α -активность с периодом полураспада 7,5 час и около 140 дн, отнесенных нами к At^{211} и Po^{210} . В некоторых опытах обнаружена активность с периодом около 2 часов, приписанная At^{207} .

Интенсивность пучка бомбардирующих частиц определялась по выходу Na^{24} из алюминиевой фольги, в которую заворачивались образцы при облучении. Методика измерения препаратов Na^{24} та же, что и в работе ^{/15/}. Сечения образования Na^{24} из Al^{27} при различных энергиях бомбардирующих частиц брались из работ ^{/16-19/}. Для дейтронов с энергиями больше 200 Мэв и α -частиц с энергиями больше 400 Мэв сечения образования Na^{24} определены путем экстраполяции хода кривых ^{/16,17/}. В случае дейтронов это сечение принято равным 22 миллибарн. Для α -частиц с энергиями 585 и 810 Мэв оно оценено равным 18 и 13 миллибарн, соответственно.

Возможные погрешности в мониторинговании пучка, возникающие при облучении в ампулах, определялись путем сопоставления сечения образования астатина при энергии 660 Мэв в случае облучения в ампуле и без ампулы на магнитном канале, а также на циркулирующем пучке при сниженной интенсивности. Во всех трех случаях полученные выходы реакций ^{x/} в пределах ошибок опыта согласуются друг с другом.

Экспериментальные результаты

Выходы изотопов At^{211} и At^{210} , а также относительный выход $\frac{At^{207}}{At^{211}}$ при различной энергии протонов даны в таблице 1. Здесь, как и всюду ниже, приведенные величины являются средними из нескольких определений /не менее трех/. Только для энергии протонов ~ 80 Мэв дано единичное определение.

^{x/} В настоящей работе все облучения проводились с "толстыми" мишенями в которых выход реакции не зависит от толщины образца. Исключением являются опыты по определению зависимости выхода от толщины мишени.

Случайная ошибка, с которой в таблице 1 дан выход астатина, не превышает $\pm 30\%$. В относительном выходе At^{207} учтена доля К-захвата, равная 90% . При энергии протонов 660 Мэв в одном из опытов удалось обнаружить изотоп $At^{205} (\alpha, k) T_{1/2} = 25$ мин и оценить его относительный выход. Без учета доли К-захвата относительный выход $\frac{At^{205}}{At^{211}}$ составляет $\sim 0,1$,

Т а б л и ц а 1

Энергия протонов Мэв	Выход /микробарн/ At^{211}	At^{210}	$\frac{At^{207}}{At^{211}}$	Суммарный выход /микробарн/
660	0,17	0,21	$\sim 1,3$	$\sim 1,3$
500	0,06	0,10	-	$\sim 0,35$
340	0,03	0,08	-	$\sim 0,2$
120	0,005	0,01	$\sim 1,1$	$\sim 0,03$
~ 80	0,01	-	-	-

Из таблицы видно, что выходы At^{211} и At^{207} почти одинаковы при энергии бомбардирующих протонов 660 и 120 Мэв. Выход At^{210} при энергиях $500-120$ Мэв примерно в два раза больше, чем выход At^{211} . С уменьшением энергии протонов выход изотопов астатина уменьшается примерно одинаково. Относительный выход $\frac{At^{210}}{At^{211}}$, усредненный по всем энергиям бомбардирующих протонов, равен $1,5 \pm 0,5$. В последней колонке таблицы 1 приведен суммарный выход изотопов от At^{207} до At^{211} . При этом выходы At^{209} и At^{208} интерполированы по выходам изотопов At^{211} , At^{210} и At^{207} . Случайная ошибка в определении суммарного выхода астатина, по-видимому, не превышает $\pm 50\%$.

Выходы изотопа At^{211} при различных энергиях протонов, дейтронов и α -частиц показаны на рис. 1. Как видно из рисунка, наибольший выход At^{211} наблюдается при бомбардировке α -частицами и составляет около $0,3$ микробарн. Он мало меняется с ростом энергии α -частиц. При бомбардировке дейтронами и протонами до энергии 400 Мэв выход At^{211} почти

одинаков и примерно в 10 раз меньше, чем на α -частицах. Выше 400 Мэв на протонах наблюдается сильный рост выхода At^{211} , который достигает при энергии протонов 660 Мэв более половины от выхода на α -частицах.

Следует отметить, что при большой энергии α -частиц изотоп At^{211} может образовываться, кроме того, в реакции захвата α -частицы изотопом Po^{208} с последующим испусканием π^- -мезона и нейтрона, а также при захвате Po^{207} α -частицы с испусканием π^- -мезона. Однако из рисунка видно, что вклад от таких реакций если и есть, то он невелик и не является определяющим.

Выход At^{211} из свинцовых фольг различной толщины указан на рис. 2. Как показывает рис. 2, выход At^{211} почти не меняется для интервала толщин 0,3 - 1,6 мм. Ниже толщины 0,3 мм выход монотонно падает и при толщине мишени, равной 0,03 мм, составляет половину от выхода на плато.

Обсуждение результатов

Наблюдаемое количество астатина не может быть образовано за счет расщеплений возможных примесей урана, тория и висмута. Оценки показывают, что при энергии протонов 120 Мэв за счет расщепления возможных примесей указанных элементов объясняется не более 0,1 части выхода At^{211} и At^{210} . В случае энергии протонов выше 120 Мэв эта доля становится еще меньше.

Таким образом, наблюдаемая активность астатина своим происхождением почти полностью обязана вторичной реакции захвата ядер лития.

Были сопоставлены зависимости суммарных выходов астатина из свинца и аналогичной реакции образования йода из олова /9/ от энергии бомбардирующих протонов /см. рис. 3/. Из рисунка видно, что эти зависимости подобны друг другу. При энергии 660 Мэв выходы астатина и йода совпадают.

Наблюдавшийся в наших опытах при энергии протонов 340 Мэв суммарный выход астатина / ~ 0,2 микробари / находится в удовлетворительном

согласии с выходом аналогичной реакции образования свинца из золота /0,36 микробарн/ при энергии протонов 380 Мэв ^{/11/}.

На основании выходов продуктов вторичной реакции делались оценки энергетического спектра литиевых фрагментов и их сечений образования из свинца при бомбардировке протонами высокой энергии. Оценки проводились по схеме, описанной в работе ^{/10/}.

Ставилась задача подобрать такую форму спектра ядер лития, чтобы при заданных функциях возбуждения для реакций $Pb(Li, x n) Li$ / $x = 1, 2, 3, \dots$ до $x = 8$ / и известных потерях энергии на ионизацию удовлетворить экспериментальному отношению выходов $\frac{N_{Li^{210}}}{N_{Li^{211}}}$ и $\frac{N_{Li^{207}}}{N_{Li^{211}}}$. Затем при подобранном спектре рассчитывалось сечение образования ядер лития. Основываясь на работе ^{/5/}, спектр ядер лития мы выбрали в виде

$$P(E)dE = \frac{E-V}{\tau^2} e^{-\frac{E-V}{\tau}} dE \quad x/ \quad /11/$$

подбирая соответствующие величины параметров V и τ . При этом предполагалось, что энергетические спектры изотопов Li^6 , Li^7 и Li^8 одинаковы ^{/5/}. Функции возбуждения для реакции захвата литиевых фрагментов изотопами свинца рассчитывались по формулам Джексона ^{/20/}, отдельно для Li^6 , Li^7 и Li^8 . Сечение захвата ядер лития свинцом вычислялось по формуле Бабикова ^{/21/}.

На рис. 4 приведены вычисленные функции возбуждения для основных реакций образования Li^{211} , Li^{210} и Li^{207} при захвате ядер Li^6 и Li^7 различными изотопами свинца. Всего было рассмотрено 25 из 43 возможных реакций. В каждом случае учитывалась распространенность соответствующего изотопа свинца и относительный выход фрагментов Li^6 , Li^7 и Li^8 в расщеплениях. Относительный выход фрагментов $Li^6:Li^7:Li^8$ из свинца принят, как и для золота ^{/11/}, равным 0,55 : 0,41 : 0,043. Пробеги литиевых фрагментов в свинце вычислялись по известным формулам ^{/22/}.

x/ Мы не вкладываем физическое содержание в используемую форму записи энергетического спектра. Можно взять зависимость типа $P(E)dE = \frac{dE}{E^h}$, где $h \approx 2$. Однако, выбранная зависимость несколько лучше аппроксимирует совокупность известных экспериментальных данных.

Расчетные относительные выходы $\frac{At^{210}}{At^{211}}$ и $\frac{At^{207}}{At^{211}}$, а также сечение образования литиевых фрагментов с энергиями > 30 Мэв при энергии 660 Мэв для разных значений параметров V и \mathcal{C} приведены в таблице 2. Как

Т а б л и ц а 2

V	\mathcal{C}	$\frac{At^{210}}{At^{211}}$	$\frac{At^{207}}{At^{211}}$	\mathcal{Q}_i	/миллибарн/
6	11,5	1,67	0,9	6,0	
	10,5	1,63	0,79	6,1	
	9,5	1,57	0,63	6,7	
10	11,5	1,7	0,86	5,7	
	10,5	1,65	0,8	6,0	
	9,5	1,57	0,63	6,7	
15	6,5	1,39	0,28	9,4	
	5,5	1,27	0,15	11,5	
	4,5	1,16	0,09	14,5	

видно из таблицы 2, критичной величиной, определяющей энергетический спектр, является относительный выход $\frac{At^{207}}{At^{211}}$. Величины $\frac{At^{210}}{At^{211}}$ и $\mathcal{Q}_i > 30$ Мэв мало меняются для различных значений параметров V и \mathcal{C} . Значения параметров $V = 15$ Мэв и $\mathcal{C} = 4,5 - 6,5$ Мэв дают величины относительных выходов $\frac{At^{207}}{At^{211}}$ сильно отличающиеся от экспериментальных /см. таблица 1/. Лучше всего удовлетворяют всем экспериментальным данным, в том числе и литературным /5/, энергетические спектры со значениями параметров в формуле /1/ $V = 6 - 10$ Мэв $\mathcal{C} = 10,5 - 11,5$ Мэв. Спектр для энергий 30 Мэв и выше / $\mathcal{C} = 11,5$ Мэв $V = 6$ Мэв/ приведен на рис. 5. Сравнение нашего спектра с рассчитанным спектром литиевых фрагментов из выхода вторичной реакции на золоте /11/, показывает, что формы спектров удовлетворительно согласуются друг с другом. Но сечение рождения ядер лития с энергией > 54 Мэв из золота оказалось в четыре раза больше, чем в нашем случае при энергии 340 Мэв /из золота $\mathcal{Q}_i = 1$ миллибарна, из свинца - 0,27 миллибарн/.

Приблизительное постоянство относительного выхода $\frac{At^{207}}{At^{211}}$ при энергии бомбардирующих протонов 660 Мэв и 120 Мэв /см. табл. 1/ указывает, что спектр надбарьерных литиевых фрагментов или не зависит от энергии протонов, или меняется незначительно.

В целях проверки полученного спектра литиевых фрагментов рассчитывалась вероятность образования At^{211} как функция толщины свинцовой фольги и сопоставлялась с наблюдаемой на опыте зависимостью. Для проведения расчета необходимо знать эффективные пробеги литиевых ядер в фольгах различной толщины. Эти пробеги мы оценили, исходя из угловых распределений быстрых литиевых фрагментов, приведенных в ^{15/}. Вероятность образования изотопа At^{211} в слое свинца толщиной d рассчитывалась как разность между вероятностью образования W_0 этого изотопа фрагментом данной энергии в слое свинца бесконечной толщины и вероятностью W образования указанного продукта фрагментом с энергией, остающейся после прохождения слоя свинца толщиной d . Здесь

$$W_0 = \sum_{i=1}^n N_0 \cdot \sigma_i \cdot \Delta l_i, \quad /2/$$

где N_0 - число атомов свинца в 1 см³, а σ_i - сечение реакции захвата ядер лития, приводящей к образованию At^{211} , и Δl_i - ионизационный пробег фрагмента в свинце в интервале энергий $(E_i + \Delta E_i; E_i)$. Для каждой толщины d производилось численное интегрирование вероятностей образования At^{211} по всему спектру энергий ядер лития.

Рассчитанная зависимость вероятности образования изотопа At^{211} приведена на рис. 2 в виде кривой. Она совмещалась с экспериментальными точками при толщинах d , равных 0,24 мм и более. Как видно из рисунка, ход кривой удовлетворительно описывает спад экспериментальных точек при малых толщинах свинцовых фольг. Сделанные в процессе расчета предположения /об идентичности спектров у различных изотопов лития, а также о величине отношения $\frac{\sigma_6}{\sigma_7} \cdot \frac{\sigma_7}{\sigma_8}$ / и возможные отклонения расчетных функций возбуждения от действительных несколько снижают надежность выводов, вытекающих при оценках спектра и зависимости выхода от толщины фольги. Поэтому эти заключения нужно рассматривать только качественно.

Наблюдаемая в наших экспериментах зависимость вероятности образования At^{211} от толщины свинцовой фольги позволяет оценить независимым путем сечение образования надбарьерных ядер лития. Это сечение /обозначим его через σ_{Li}^p / находится из соотношения

$$B = N_0 \cdot \sigma_{Li}^p \cdot \bar{\sigma}_{At}^{di} \cdot \Delta \ell \quad /3/$$

В этой формуле B выход астатина для данной энергии протонов, $\bar{\sigma}_{At}^{di}$ - усредненное по энергиям сечение реакции захвата ядер лития изотопами свинца, приводящее к образованию астатина. /В данном случае изотопа At^{211} /. Величины B и $\Delta \ell$ находятся непосредственно из рис. 2. B - ордината кривой в области насыщения, а $\Delta \ell$ отвечает, грубо говоря, половине толщины свинцовой фольги, в которой вероятность образования At^{211} начинает отклоняться от насыщения. Величина $\bar{\sigma}_{At}^{di}$ - была вычислена из функций возбуждения для соответствующих реакций образования изотопа At^{211} с учетом распространенностей изотопов свинца и выходов различных ядер лития в расщеплениях. Величина $\bar{\sigma}_{At}^{di}$ равна 0,1 барн. Подставляя перечисленные значения в формулу /3/, получаем $\sigma_{Li}^p = 3-4$ миллибарна. Эта величина удовлетворительно согласуется с сечением образования надбарьерных литиевых фрагментов, вычисленным из энергетических спектров.

Можно сделать несколько замечаний о механизме образования надбарьерных фрагментов. Несмотря на то, что некоторым авторам удается объяснить ряд особенностей процесса фрагментации с точки зрения статистической модели /23, 24/ эта модель оказывается непригодной для объяснения происхождения надбарьерных фрагментов. Статистическая модель объясняет происхождение основной массы фрагментов, имеющих энергии, близкие к энергии кулоновского отталкивания. Однако значительная часть надбарьерных фрагментов не объясняется статистической моделью. Это видно, например, из работы /4/, в которой с помощью фотоэмульсий изучались энергетические спектры фрагментов. Авторы цитируемой работы говорят о частичном успехе теории испарения и указывают на необходимость привлечения нового механизма. Непригодность статистической модели для объяснения энергетического спектра надбарьерных фрагментов видна также из нашей работы. Если придавать параметру $\zeta = 10,5 - 11,5$ Мэв физический смысл температуры ядра, как это требуется в теории

испарения, то это приводит к абсурдному результату, поскольку энергия возбуждения ядра оказывается в несколько раз больше энергии бомбардирующих частиц. С другой стороны, использование в формуле /1/ разумных с точки зрения теории испарения значений параметров V и Z / $V=15$ Мэв и $Z=4,5-5,5$ Мэв/ дает, как это видно из таблицы 2, величину отношения $\frac{N_1^{20f}}{N_1^{21}}$ значительно ниже экспериментальной.

Образование надбарьерных фрагментов не удается объяснить в рамках статистической модели возможным "локальным" перегревом ядра, вызванным, например, процессом рождения и поглощения π -мезонов /25, 26/. Из рис. 1 можно видеть, что образование надбарьерных фрагментов происходит и при энергиях бомбардирующих частиц, лежащих существенно ниже порога мезонообразования.

Выбрасывание надбарьерных фрагментов, по всей видимости, осуществляется на более ранних этапах, чем происходит нагревание ядра, когда вообще статистическое рассмотрение непригодно. На это, например, указывает связь между выходом высокоэнергичных фрагментов и числом каскадных частиц в расщеплениях /4/, а также резкая направленность вперед вылетающих фрагментов, отмечаемая почти во всех работах по наблюдению фрагментов в фотоэмульсиях. Нам представляется более обещающей точка зрения, в которой образование надбарьерных фрагментов рассматривается как результат прямых актов многочастичных взаимодействий как бомбардирующей частицы, так и каскадных нуклонов с нуклонами ядра /27/. Представить себе такие взаимодействия можно, если предположить, что некоторые моменты времени в ядерном веществе нуклоны могут кратковременно флюктуативно сближаться на расстояния меньшие, чем это имеет место обычно в ядре. В этих условиях налетающая частица может взаимодействовать с флюктуационной группой нуклонов, как с целым и передать ей значительную часть своей энергии. Однако, модель флюктуационного сжатия ядерного вещества в том виде, как она разработана для объяснения вылета высокоэнергичных дейтронов /28/, к нашему случаю не применима. Она дает очень малую вероятность образования надбарьерных литиевых фрагментов и совершенно не объясняет наблюдаемые в наших опытах различные зависимости выходов этих фрагментов при бомбардировке протонами и α -частицами.

Следует отметить, что если за образование надбарьерных фрагментов ответственны акты многочастичных взаимодействий, то в реакциях с многозарядными ионами должны встречаться обратные случаи, когда энергия налетающего иона будет уноситься единичными нуклонами. По-видимому, наблюдаемые в работе /29/ случаи, когда вся энергия возбуждения /около 60 Мэв/ уносится двумя нуклонами, указывают на возможность появления таких обратных многочастичных взаимодействий.

Авторы благодарят Е.Н.Синотову за помощь в проведении экспериментов и Б.В.Курчатова за ценные критические замечания.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 марта 1960 года.

Л и т е р а т у р а

1. D.H. Perkins. Proc. Roy. Soc. A 263, 399, 1950.
2. О.В. Ложкин, Н.А. Перфилов. ЖЭТФ, 31, 913, 1956.
3. В.М. Сидоров, Е.Л. Григорьев. ЖЭТФ, 33, 1179, 1957.
4. S. Nakagawa, E. Tama, S. Nomoto. Nuovo Cimento 9, 790, 1958.
5. O. Skjegestad, S.O. Sørensen. Phys. Rev. 113, 1115, 1959.
6. S. Katcoff. Phys. Rev. 114, 905, 1959.
7. R.E. Batzel, D.K. Miller, G.T. Seaborg. Phys. Rev. 84, 671, 1951.
8. A. Turkevich, N. Sugarman. Phys. Rev. 94, 728, 1954.
9. М.Я. Кузнецова, В.Н. Мехедов, В.А. Халкин. Атомная энергия, 4, 455, 1958.
10. Б.В. Курчатова, В.Н. Мехедов, Л.В. Чистяков, М.Я. Кузнецова, Н.И. Борисова, В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 35, 56, 1958.
11. A.E. Metzger, L.M. Miller. Phys. Rev. 114, 1125, 1959.

12. M. Lindner, N. Osborn. Phys. Rev. 103, 378, 1956.
13. В.П. Дмитриевский, В.И. Данилов, Ю.Н. Денисов, Н.Л. Заплатин, **В.С. Катышев**, А.А. Кропин, А.В. Честной. ПТЭ, 1, 11, 1957.
14. Б.Н. Беляев, Ван Юн-юй, Л. Нэмет, Е.Н. Синотова, В.А. Халкин. Препринт ОИЯИ /будет опубликовано в журнале "Радиохимия"/.
15. Ван Юн-юй, В.В. Кузнецов, М.Я. Кузнецова, В.А. Халкин /Будет опубликовано в ЖЭТФ/.
16. M. Lindner, R.N. Osborn. Phys. Rev. 91, 342, 1953.
17. R.E. Batzel, W.W.T. Crane, G.D. O'Kelley. Phys. Rev. 91, 939, 1953.
18. Ю.Д. Прокошкин, А.А. Тяпкин. ЖЭТФ, 32, 177, 1957.
19. G. Friedlander, I. Hudis, R. Wolfgang. Phys. Rev. 99, 263, 1955.
20. I.D. Jackson. Can. Jour. Phys. 34, 767, 1956, и 35, 21, 1957.
21. В.В. Бабилов. ЖЭТФ: , 38, 274, 1960 г.
22. Б.Росси. "Частицы больших энергий". ГИТТЛ, Москва, 1955.
23. I. Hudis, I.M. Miller. Phys. Rev. 112, 1322, 1958.
24. K.I. Le Couteur 'Nuclear reaction' North-holland publishing company Amsterdam , 1959.
25. R. Wolfgang, E.W. Baker, A.A. Caretto, I.B. Cumming, G. Friedlander, I. Hudis. Phys. Rev. 103, 394, 1956.
26. N.T. Porile, N. Sugarman. Phys. Rev. 107, 1422, 1957.
27. М.Верде. "Проблема трех тел в ядерной физике", сборник. "Строение атомного ядра" ИИЛ, Москва, 1959.
28. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295, 1957.
29. А.С. Керман и А.А. Плева. ЖЭТФ, 37, 694, 1959.

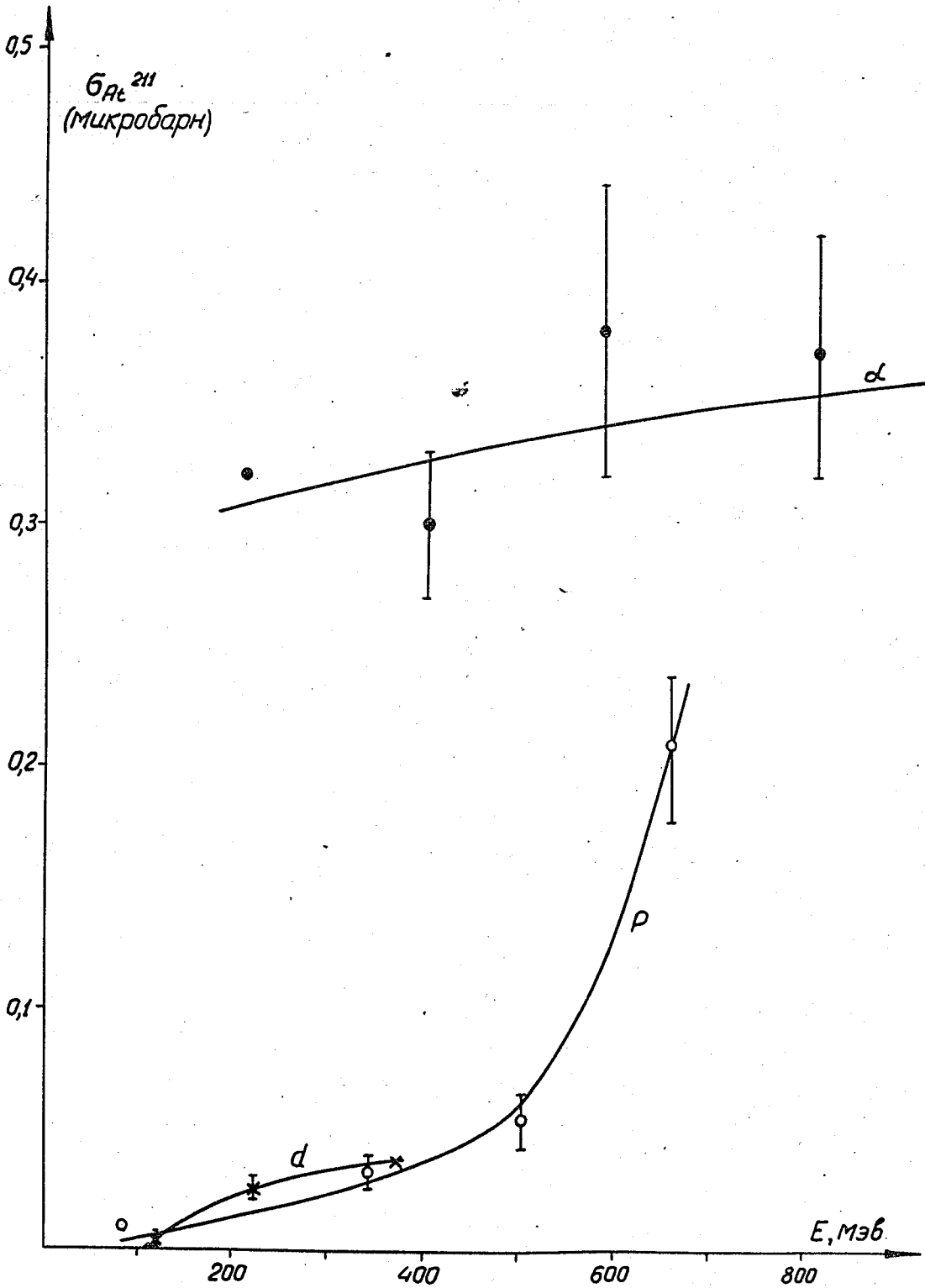


Рис. 1. Зависимость выхода изотопа ^{211}At / $\sigma_{^{211}\text{At}}$ / от энергии бомбардирующих α -частиц / α /, дейтронов / d / и протонов / p /.

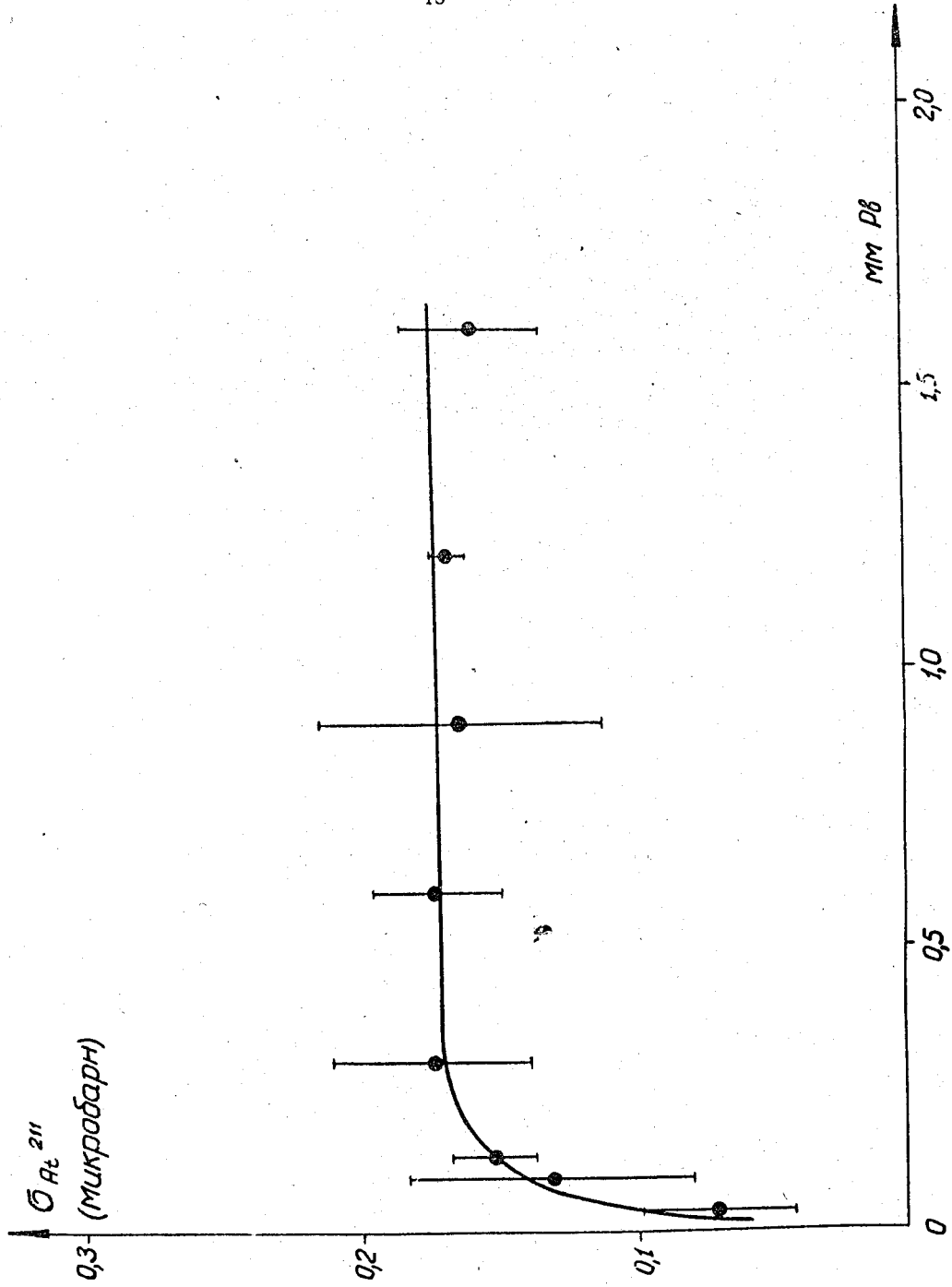


Рис. 2. Выход изотопа At^{211} из свинцовых фольг различной толщины.

583/9 кч.

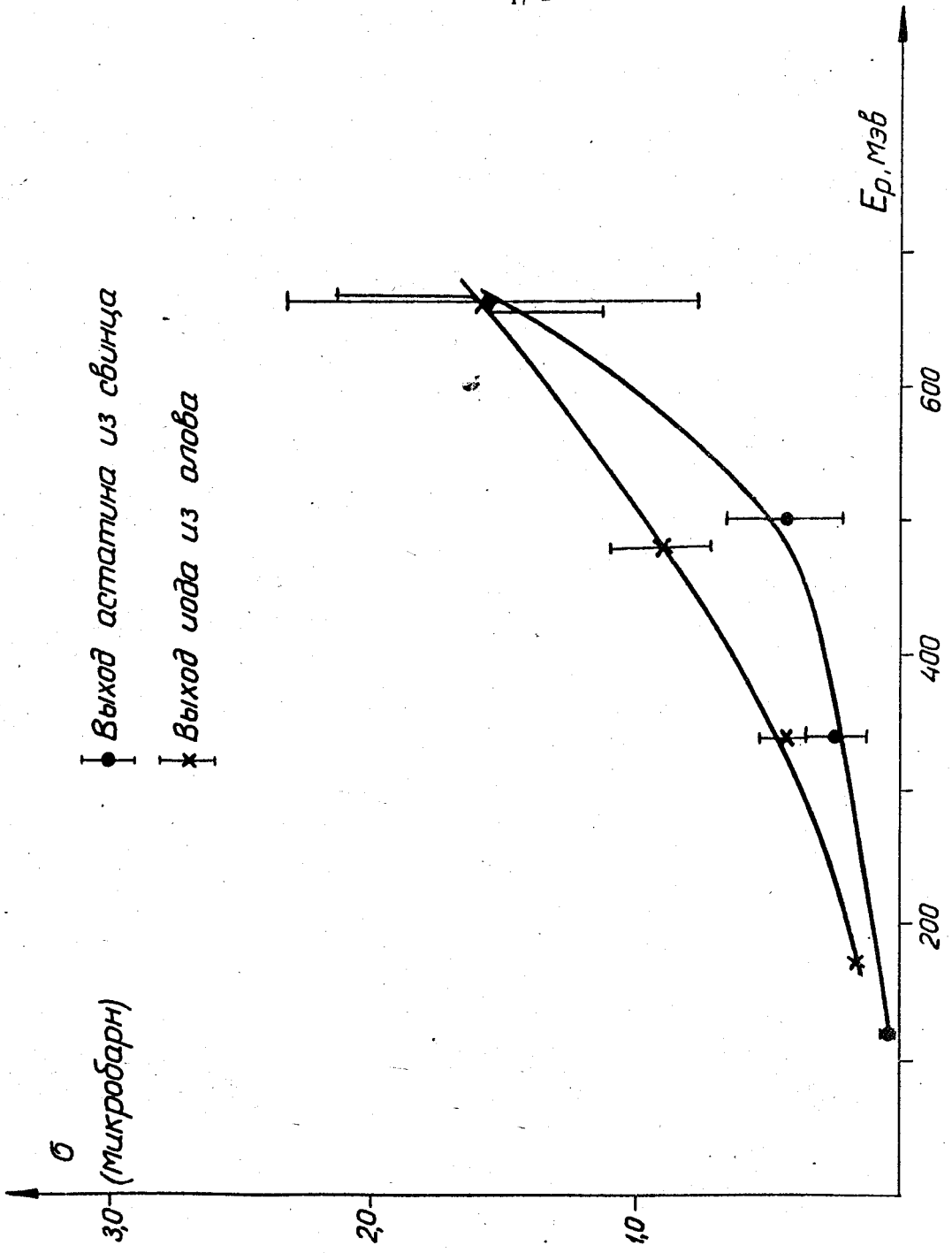


Рис. 3. Зависимость суммарного сечения образования изотопов астатина из свинца и изотопов лода из олова от энергии протонов.

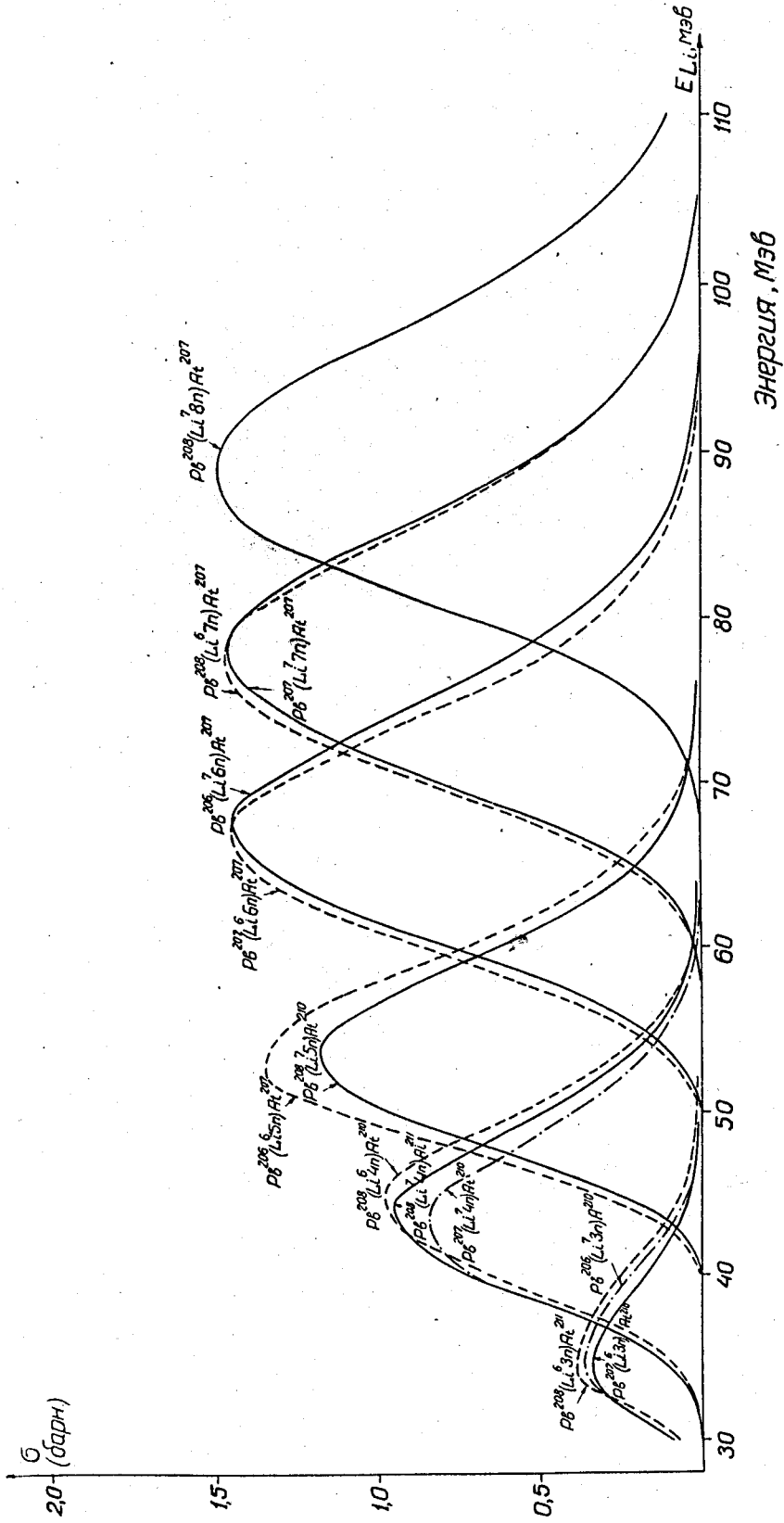


Рис. 4. Функции возбуждения для основных реакций образования изотопов Ac^{207} , Ac^{210} и Ac^{207} при захвате Li^6 и Li^7 различными изотопами свинца.

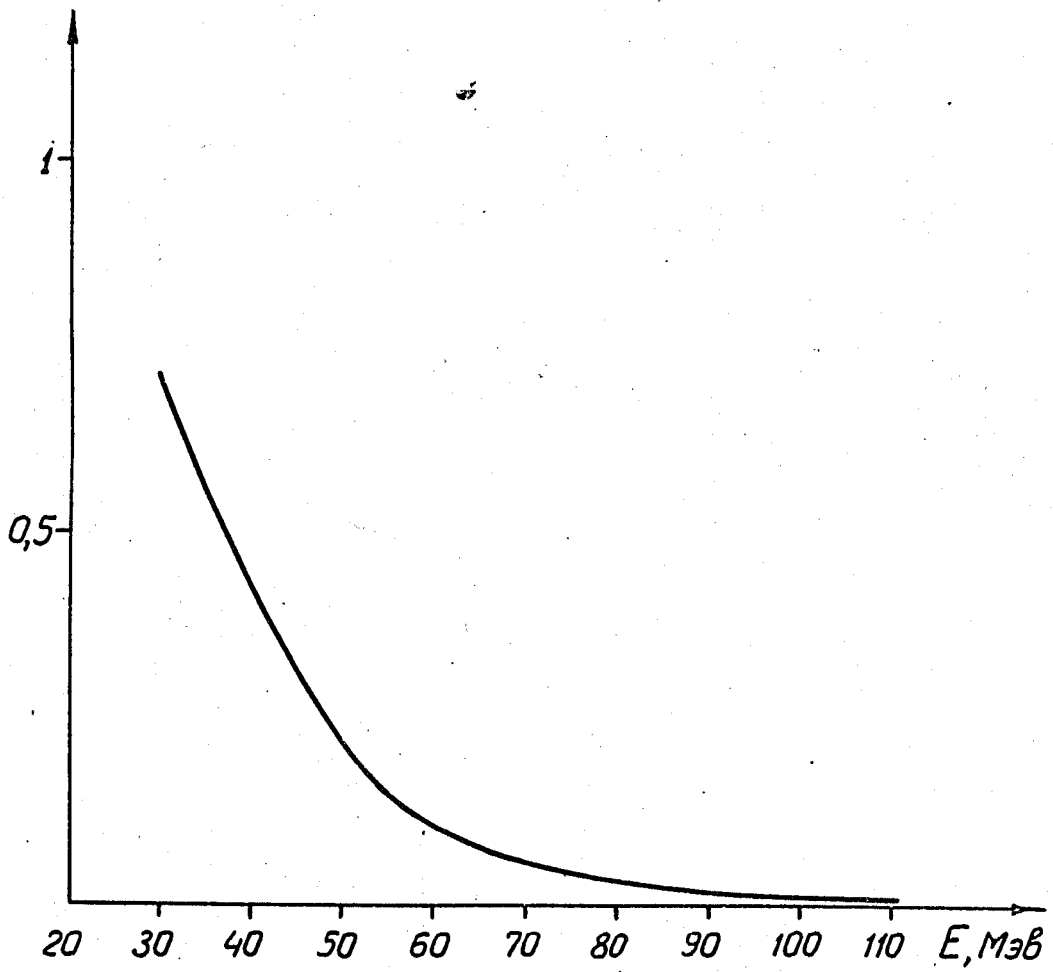


Рис. 5. Спектр ядер лития, рассчитанный из выхода вторичной реакции на свинце.