

Б-903

16/Х1-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 5269

Ю.Г. Будяшов, В.Г. Зинов, А.Д. Конин,
А.И. Мухин, А.М. Чатрчян

ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ ОТ ЗАХВАТА
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ ЯДРАМИ

^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{64}Cu

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1970

Введение

Изучение частиц, вылетающих при поглощении отрицательных мюонов ядрами, представляет большой интерес с точки зрения изучения структуры ядра и механизма захвата мюонов ядрами. Последние экспериментальные ^{/1/} и теоретические ^{/2/} данные показывают, что в области малых энергий вылетевших частиц доминирует резонансный механизм мюонов ^{/3/}. Что касается области больших энергий, то здесь ситуация неясная. По-видимому, при больших энергиях начинают преобладать процессы прямого захвата мюонов скоррелированными нуклонными парами ^{/4,5/}. При этом из общих соображений можно предполагать большую общность в процессах, приводящих к вылету высокоэнергичных протонов и нейтронов. Для полного понимания физической сущности процессов поглощения мюонов сложными ядрами необходимы сведения как по вылету нейтронов, так и по вылету заряженных частиц.

Экспериментальные данные по вылету заряженных частиц, в особенности при больших энергиях, весьма скудные и неполные. Первые исследования выполнили Моринага и Фрай ^{/6/} на тяжелых ядрах фотоэмульсии. Они показали, что вылет заряженных частиц резко подавлен по сравнению с вылетом нейтронов и составляет всего 3% полной ве-

роятности захвата. Полученные авторами данные по вылету протонов и α -частиц нельзя было одновременно согласовать с теоретическими расчётами, выполненными Ишии^{/7/} на основе статистической модели. Для объяснения жесткости энергетического спектра и большого выхода протонов в этом эксперименте Зингер^{/4/} предложил механизм захвата мюонов двухнуклонными кластерами, локализованными в поверхностном слое ядра. Такое рассмотрение в известной мере позволило достичь согласия с экспериментом, однако, следует отметить, что надежность его очень мала в силу целого ряда дополнительных предположений, большинство из которых нельзя непосредственно проверить на опыте и очень трудно обосновать теоретически^{/8/}.

Общий недостаток предыдущих экспериментальных работ^{/9,10,11,12,13/} состоит в том, что использовавшаяся методика позволяла только ограниченно или не позволяла вообще идентифицировать заряженные частицы по массам, что может существенно отразиться на аккуратной интерпретации экспериментальных данных. Кроме этого, для больших энергий заряженных частиц практически отсутствуют данные по захвату мюонов на ядрах с определенным значением заряда ядра.

Из всего вышесказанного следует важность последовательного экспериментального изучения жесткой части спектров заряженных частиц, вылетающих при поглощении отрицательных мюонов сложными ядрами. Целью настоящей работы явилось измерение энергетических спектров и вероятностей вылетов протонов, дейтронов и ядер трития с энергией больше 10 Мэв при мю-захвате на нескольких ядрах в диапазоне значений заряда ядра $10 < Z < 30$.

Постановка опыта и экспериментальная установка

Перед нами стояли следующие задачи:

- а) разделение заряженных частиц по массам;
- б) измерение абсолютных энергетических спектров протонов, дейтронов и ядер трития, начиная с возможно низких энергий;
- в) получение зависимости выходов этих частиц от заряда ядра.

Для разделения заряженных частиц по массам мы применили метод одновременного измерения ионизационных потерь dE/dx в тонком счётчике и полной энергии E в толстом счётчике. Известно, что

$$E \frac{dE}{dx} \approx m Z^2$$

и не зависит от энергии. Наиболее подходящими для измерения ионизационных потерь заряженных частиц являются тонкие поверхностно-барьерные кремниевые детекторы, так как в них отсутствуют эффекты насыщения сигнала от плотности ионизации. Для измерения полной энергии протонов в интервале до 100 Мэв достаточно применение кристалла CsJ(Tl).

Измерения были сделаны на ядрах ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{64}Cu . Работа выполнена на мезонном тракте синхротронного ускорителя ОИЯИ. В опыте использовался пучок отрицательных мюонов с импульсом 96 Мэв/с. На рис. 1 представлена блок-схема установки, на рис. 2 - упрощенная блок-схема электроники.

Счётчики 1 и 2 имели размеры 10 x 10 x 1 (см) (сцинтиллирующая пластмасса), счётчик 4-4 x 4 x 0,03 (см) (сцинтиллирующая пластмасса), счётчики 3 и 5 представляли собой кремниевые поверхностно-барьерные детекторы площадью $5,3 \text{ см}^2$ и толщиной 200 мкм. Счётчик 5 служил для измерения ионизационных потерь dE/dx заряженных

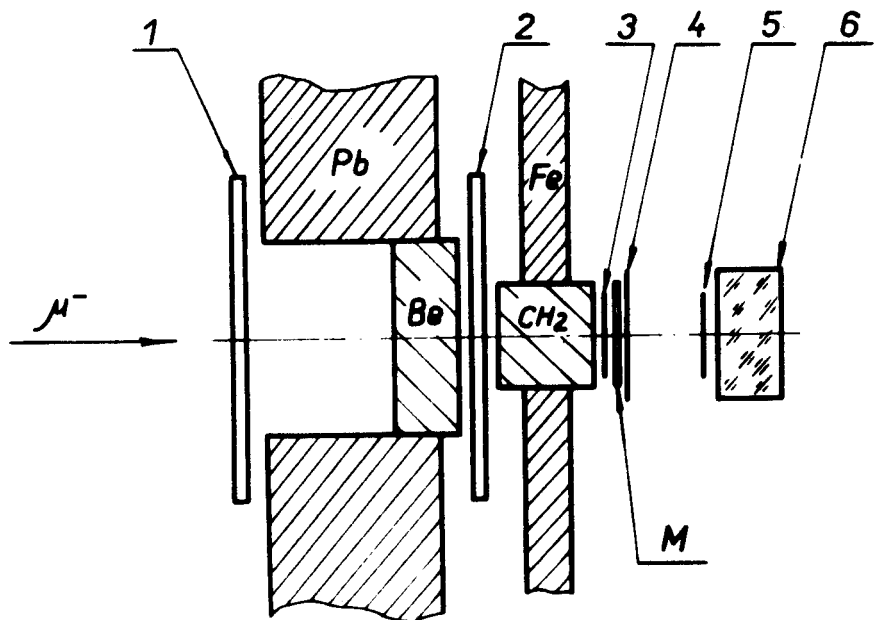


Рис. 1. Блок-схема установки.

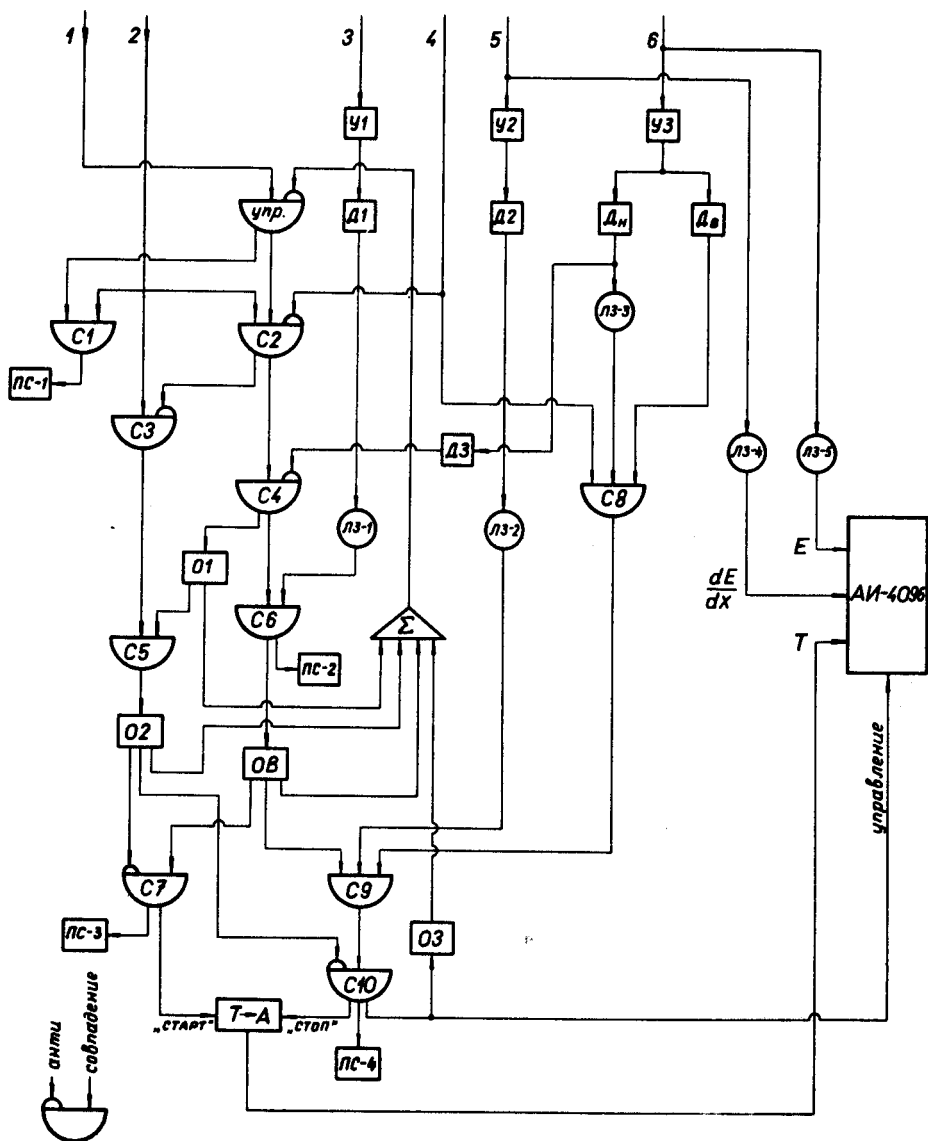


Рис. 2. Упрощенная блок-схема электроники. У - усилитель, Д - дискриминатор, ПС - пересчет, О - одновибратор, Σ - сумматор, (Т-А) - время-амплитудный конвертор.

частиц. Детекторы имели разрешение 50 кэв на α -частицах с энергией 5,5 Мэв. Полная энергия E измерялась спектрометром на основе кристалла CsJ(Tl) с размерами 4,0 x 2,2 см, который просматривался фотоумножителем ФЭУ-13 (счётчик 6). Спектрометр имел энергетическое разрешение 10,5% на γ -квантах ^{60}Co . Мишени толщиной около 0,15 г/см² располагались на расстоянии 2,65 см от счётчика 5, задающего телесный угол установки. Телескоп из счётчиков 3,4,5,7 и мишень помещались в вакуумный объем.

Падающий пучок мюонов (совпадения 12, схема С1) тормозился фильтрами из бериллия и полиэтилена. Для уменьшения числа остановок в счётчике 3 он был изготовлен тонким (50 мг/см²). Дискриминация импульсов в счётчике 3 (схема Д1) позволяла отбирать те мюоны, которые по своим ионизационным потерям были близки к полной остановке в мишени. Счётчик 6 (дискриминатор Дн, порог 1 Мэв) дополнительно к счётчику 4 подавлял пролетные мюоны пучка (мгновенные совпадения 1246, схемы С2, С4). Остановки мюонов в мишени (совпадения 12346, схема С6) запускали одновибратор ворот ОВ. Длительность ворот (10 + 2 мксек) выбиралась с учётом времени жизни мюонов в исследуемой мишени. В рабочих условиях мы имели 30 остановок в сек. Заряженные частицы (совпадения 456, схема С8) регистрировались за время длительности импульса ворот (схема С9). Время вылета заряженной частицы относительно остановки мюона определялось с помощью время-амплитудного конвертора (схема Т→А). Задержки в электронной схеме выбирались так, чтобы нулевой отсчёт времени приходился на 1/4 часть от начала длительности импульса ворот.

Если за время ворот в установку влетал второй мюон (схема С5, одновибратор 01), то одновибратор 02 блокировал регистрацию и самой остановки (схема С7) и сигнал внешнего управления анализатором (схема С10).

Трехмерный спектр событий (энергия заряженной частицы, ее ионизационные потери и время вылета) записывался в память анализатора АИ-4096 измерительного центра Лаборатории ядерных проблем^{/14/}. Под измерение каждой величины отводилось 256 каналов.

Калибровка спектрометра CsJ

Калибровка спектрометра CsJ была выполнена на протонном канале синхроциклотрона. Протоны и дейтроны возникали при облучении первичным пучком выведенных протонов бериллиевой или урановой мишеней. Нужная энергия протонов и дейтронов задавалась полем отклоняющего магнита или толщиной поглотителя. При калибровке использовался и кремниевый детектор, что позволило нам отдельно регистрировать протоны и дейтроны в пучке. Двухмерный спектр событий (энергия, ионизационные потери) записывался с помощью анализатора АИ-4096. Под каждую величину отводилось 256 каналов.

На рис. 3 приведен один из двухмерных спектров, полученный при фиксированном импульсе заряженных частиц. Слева и снизу на том же рисунке соответственно приведены спектр ионизационных потерь, полученный от кремниевого детектора, и энергетический спектр, полученный от спектрометра CsJ. Первый пик в области малых энергий на энергетическом спектре (шкала E) обусловлен присутствием в пучке π^+ -мезонов с тем же импульсом, что и у протонов. Второй пик обусловлен дейтронами и третий - протонами.

На рис. 4 приведены результаты калибровочных измерений, полученные при разных энергиях протонов и дейтронов. Из рисунка следует, что в исследованном энергетическом интервале для нашего кристалла CsJ(Tl) световыход протонов и дейтронов в пределах ошибок совпадает. При этом энергетическое разрешение спектрометра составило $\approx 5\%$ на протонах с энергией ≈ 60 Мэв.

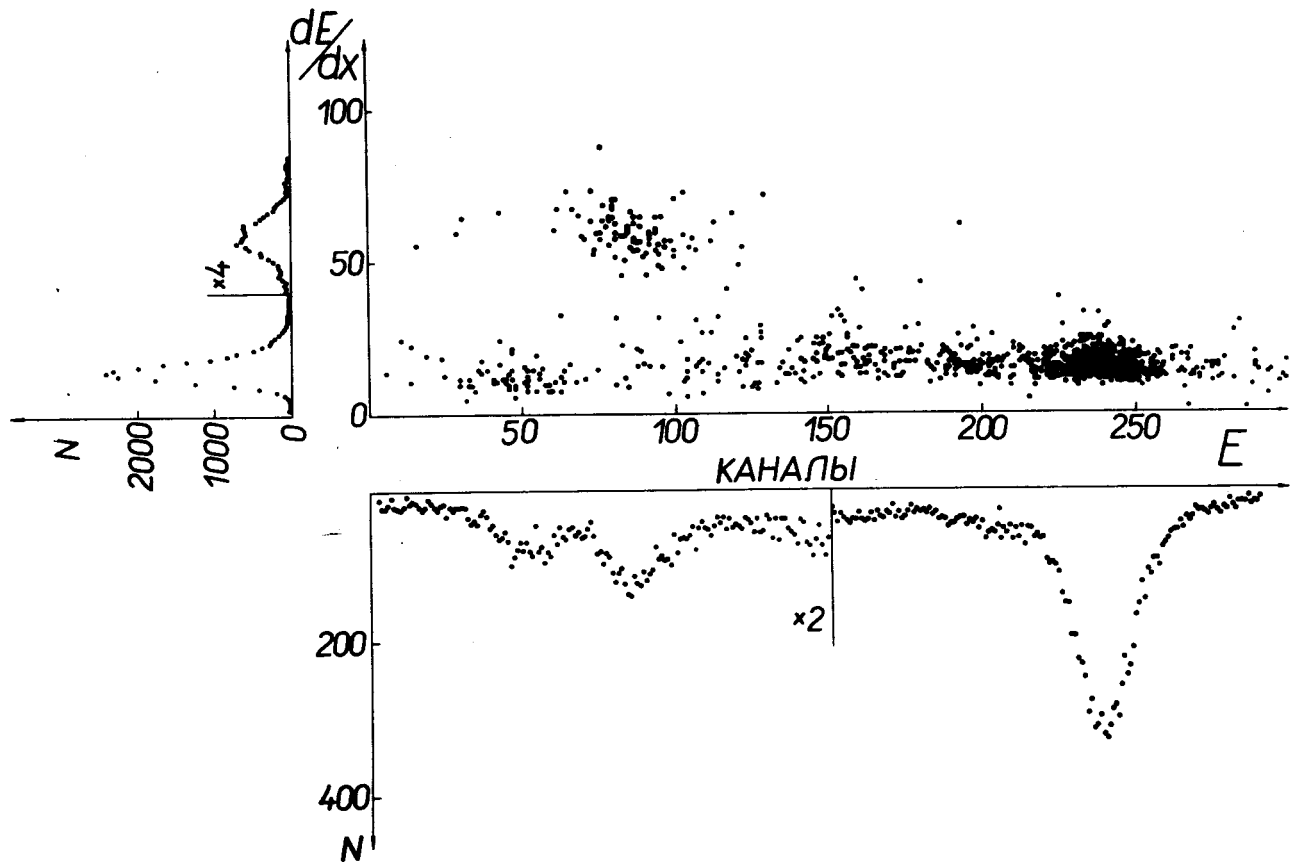


Рис. 3. Распределение заряженных частиц по ионизационным потерям и полной энергии, полученное при импульсе 390 Мэв/с от калибровочных измерений. Слева - спектр ионизационных потерь, внизу - энергетический спектр.

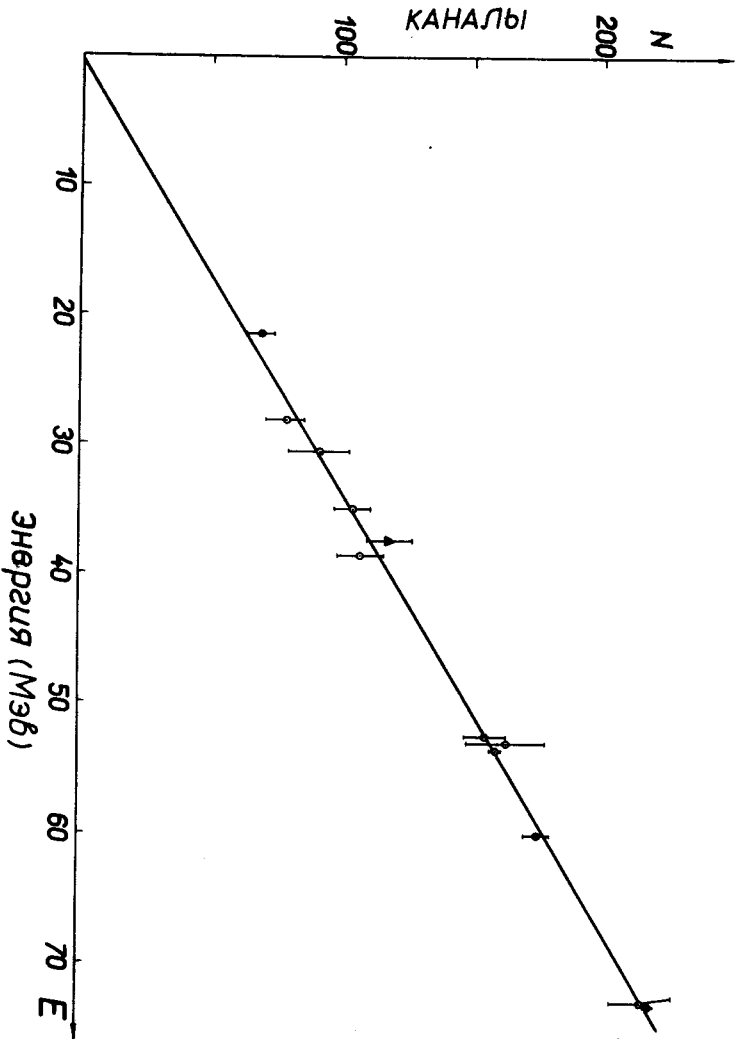


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала в спектрометре CsJ от энергии заряженных частиц, \circ - протоны, \blacksquare - дейтроны, \blacktriangle - пролетные протоны.

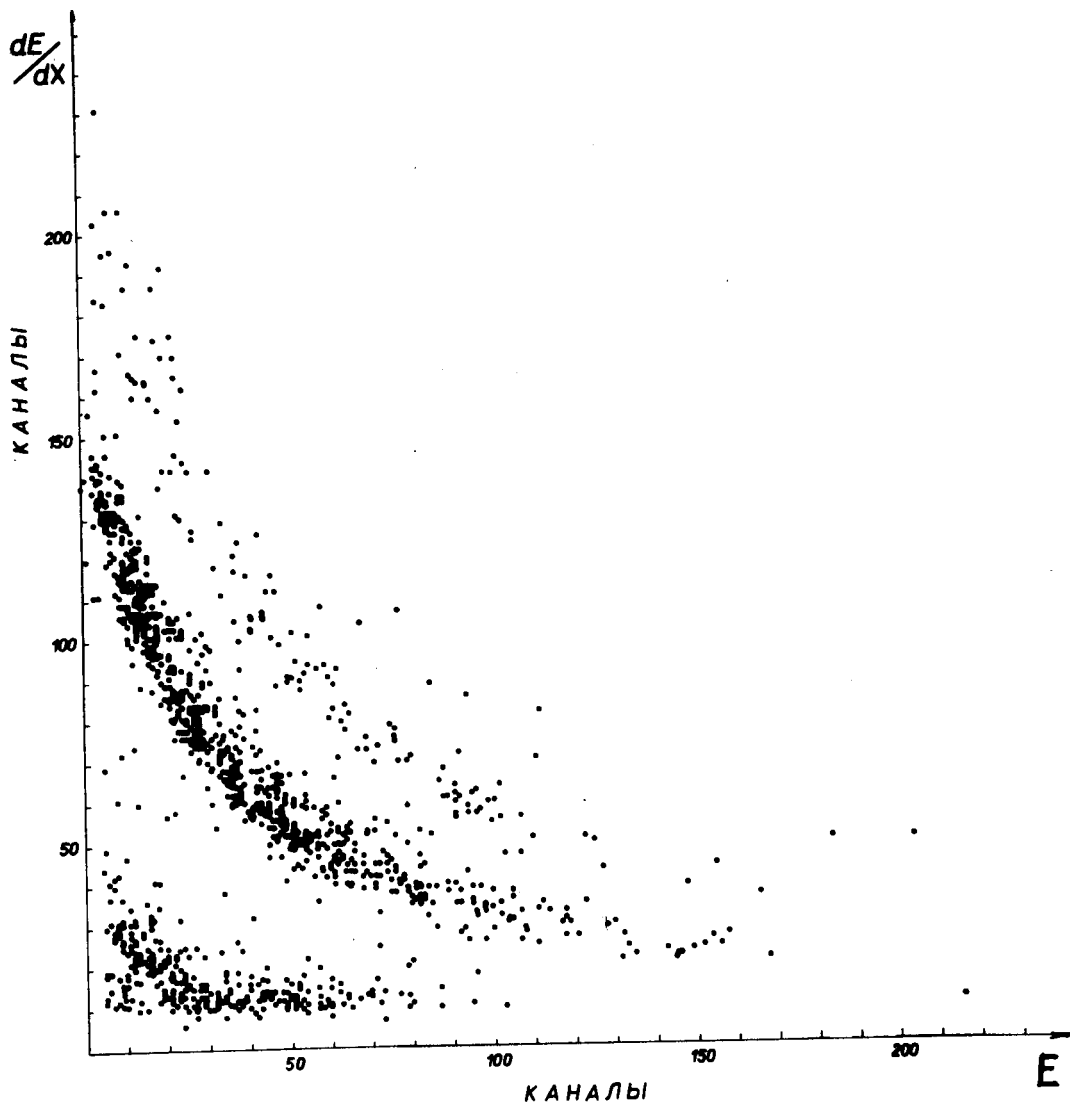


Рис. 5. Распределение заряженных частиц по ионизационным потерям и полной энергии для ^{40}Ca .

Вся полученная информация обрабатывалась на ЭВМ БЭСМ-6 ОИЯИ. На рис. 5 приведен один из характерных двухмерных спектров частиц, полученный непосредственно во время измерений. По осям отложены значения энергии и ионизационных потерь, выраженные в каналах анализатора. Нетрудно видеть, что все точки образуют три основные дорожки. Нижняя дорожка соответствует пролетным мюонам и распадным электронам, средняя - протонам и верхняя дорожка - дейтронам. На рис. 6 приведен один из полученных спектров масс заряженных частиц. По оси абсцисс отложены значения произведения ($E dE/dx$) в относительных единицах. На спектре ясно выделяются три пика, соответствующие трем дорожкам на рисунке 5 в той же последовательности. Несколько отсчетов на краю спектра мы интерпретируем как ядра трития. Стрелки на спектре указывают положения пиков.

После разделения заряженных частиц по массам производилось индивидуальное восстановление полной энергии протонов, дейтронов и ядер трития: учитывались энергетические потери в мишени и в счётчике 4.

При фоновых измерениях для сохранения общего количества вещества на пути частиц мишень располагалась между счётчиками 4 и 5. Измерения без мишени показали, что оставшийся счёт заряженных частиц обусловлен остановками мюонов и их последующим захватом в кремниевом детекторе (счётчик 3). Это позволило нам не проводить вычитание фона в энергетическом спектре для ^{28}Si . Для остальных мишеней в качестве фона мы вычитали из измеренного энергетического спектра спектр для ^{28}Si , отнормированный на число отсчетов без мишени, полученное в соответствующей серии измерений.

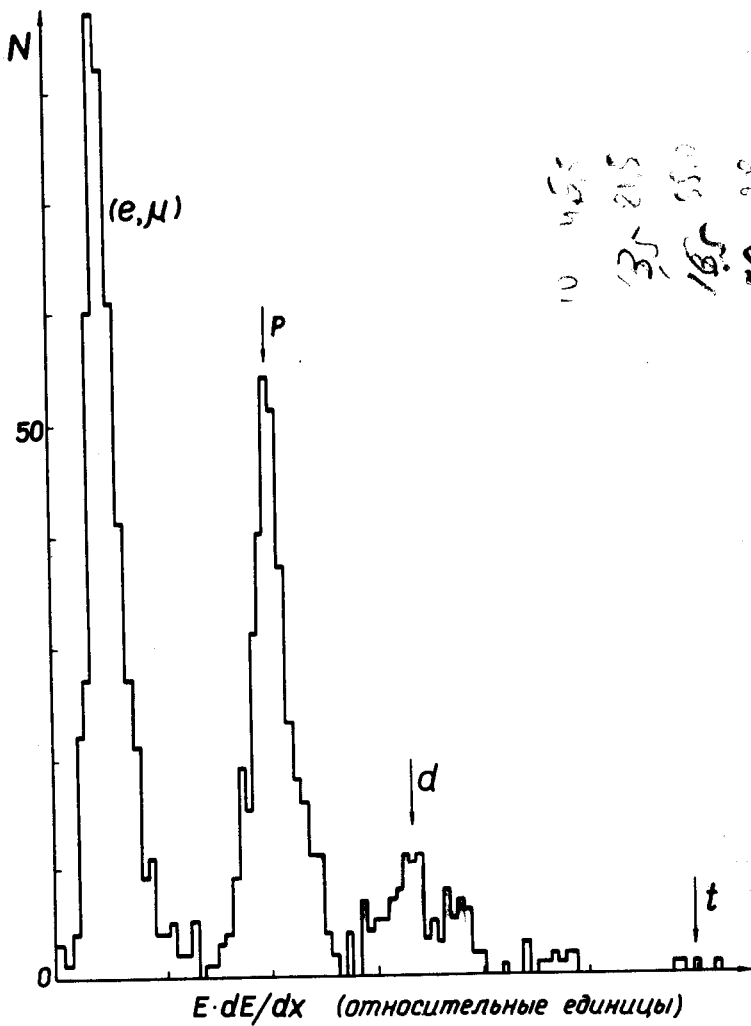


Рис. 8. Спектр масс заряженных частиц для ^{28}Si .

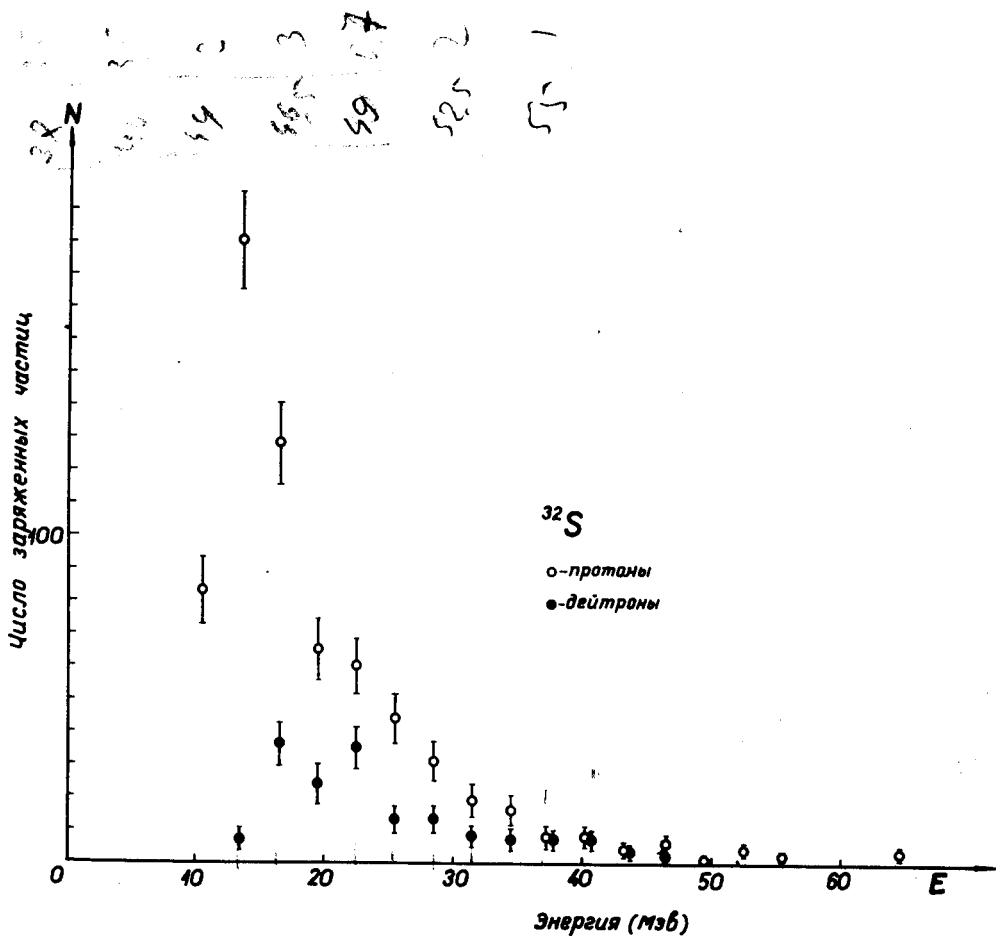


Рис. 7. Энергетические спектры протонов и дейтронов, полученные при захвате мюонов ядрами ^{32}S . ○ - протоны ● - дейтроны.

Обработка событий облегчалась тем, что, как показал анализ временных спектров, фон случайных совпадений отсутствовал. Временной анализ начинался спустя 50 нсек после остановки мюонов в мишени. Это учитывалось при определении вероятности вылета заряженных частиц в виде поправочного множителя. Полученные нами в эксперименте времена жизни мюонов на исследуемых ядрах хорошо согласуются с общепринятыми значениями.

Экспериментальные результаты

На рис. 7 приведены измеренные энергетические спектры для протонов с энергией больше 15 Мэв и дейтронов с энергией больше 18 Мэв, полученные от захвата мюонов ядрами ^{32}S . Энергетические спектры протонов и дейтронов, полученные на остальных мишенях, имеют аналогичный характер и приведены в табл. 1. Уменьшение числа протонов с энергией меньше 14 Мэв и дейтронов с энергией меньше 17 Мэв вызвано их поглощением в телескопе. Ошибки, указанные на спектрах, - статистические. Основную неопределенность по энергии для протонов с энергией до 20 Мэв вносит разброс ионизационных потерь в мишени ($\leq \pm 0,8$ Мэв), а при больших энергиях - разрешение спектрометра CsJ ($\leq \pm 1,4$ Мэв).

Для получения дифференциальных вероятностей вылета протонов и дейтронов в интервале 1 Мэв необходимо умножить данные для энергетических спектров на соответствующие коэффициенты, равные: $0,73 \cdot 10^{-5}$ для ^{28}Si , $0,96 \cdot 10^{-5}$ для ^{32}S , $1,27 \cdot 10^{-5}$ для ^{40}Ca и $1,60 \cdot 10^{-5}$ для ^{64}Cu .

Ввиду малой статистики, полученной для ядер трития, мы даем только оценки интегральных вероятностей вылета ядер трития на исследованных мишенях (см. табл. 2).

Таблица 1

Энергетические спектры протонов и дейтронов

E (Мэв)	Мишень		Кремний		Сера		Кальций		Мель	
	N _p	N _d	N _p	N _d	N _p	N _d	N _p	N _d	N _p	N _d
11	64±10		83±10			113±12			28±7	
14	134±12	21±5	180±15		7±4	133±13	13±4		53±9	5±3
17	109±10	36±6	128±12		36±7	95±11	20±5		30±7	7±3
20	89±9	47±7	65±9		24±6	68±9	6±4		28±6	1±3
23	50±7	33±6	60±3		35±7	52±8	12±5		9±4	2±3
26	47±7	18±4	44±7		13±4	37±7	12±4		17±5	5±3
28	27±5	10±3	31±6		13±4	27±6	11±4		6±3	3±2
32	21±5	11±3	19±5		8±3	17±5	3±2		9±3	4±2
35	15±4	12±4	16±4		7±3	14±4	14±4		5±3	1±2
38	12±4	7±3	8±3		7±3	11±4	7±3		11±3	
41	12±4	5±2	8±3		7±3	5±3	1±1		2±2	
44	6±2	2±1	4±2		3±2	5±3	3±2		1±1	2±1
47	1±1	2±1	6±3		2±1	2±1			4±2	1±1
50	7±3	4±2	1±1			4±2			1±1	
53		1±1	4±2			3±2	1±1		1±1	
56			2±1			1±1	1±1		1±1	1±1

Таблица 2

Интегральные вероятности вылета ядер трития для энергий
больше 24 Мэв

Мишень	Кремний	Сера	Кальций	Медь
($E > 24$ Мэв)				
10^4	$0,7 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,3$	$> 0,7$	$0,5 \pm 0,5$

На рис. 8-10 приведены интегральные вероятности вылета протонов, дейтронов и заряженных частиц на один акт захвата при разных пороговых энергиях в зависимости от заряда ядра мишени. Плавные кривые на рисунках объединяют для наглядности соответствующие экспериментальные точки. На рис. 10 нанесен результат, полученный в группе Вайсенберга^{/13/} для заряженных частиц с энергией больше 25 Мэв на тяжелых ядрах фотоэмульсии ($Z = 41$).

Абсолютный выход протонов (рис. 8) в зависимости от заряда ядра имеет максимум в области $Z = 20$. При энергии больше 15 Мэв выход протонов меняется от $(8,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$ для ^{28}Si до $(13,0 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$ для ^{40}Ca , где достигается максимум, а затем быстро спадает до $(6,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$ для ^{84}Cu .

Абсолютный выход дейтронов (рис. 9) при энергии больше 18 Мэв растет с уменьшением заряда ядра от $(1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ для меди до $(3,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ для кремния.

Интересно отметить, что для мягкой части спектра в работах^{/6,10,15/} выход заряженных частиц при захвате мюонов на ядрах с малыми Z ($Z = 5+10$) получен более высоким, чем выход заряженных частиц при захвате мюонов на ядрах с большими значениями Z ($Z = 35+50$).

На рис. 11 приведены в зависимости от заряда ядер относительные выходы протонов и дейтронов в процентах к общему выходу заря-

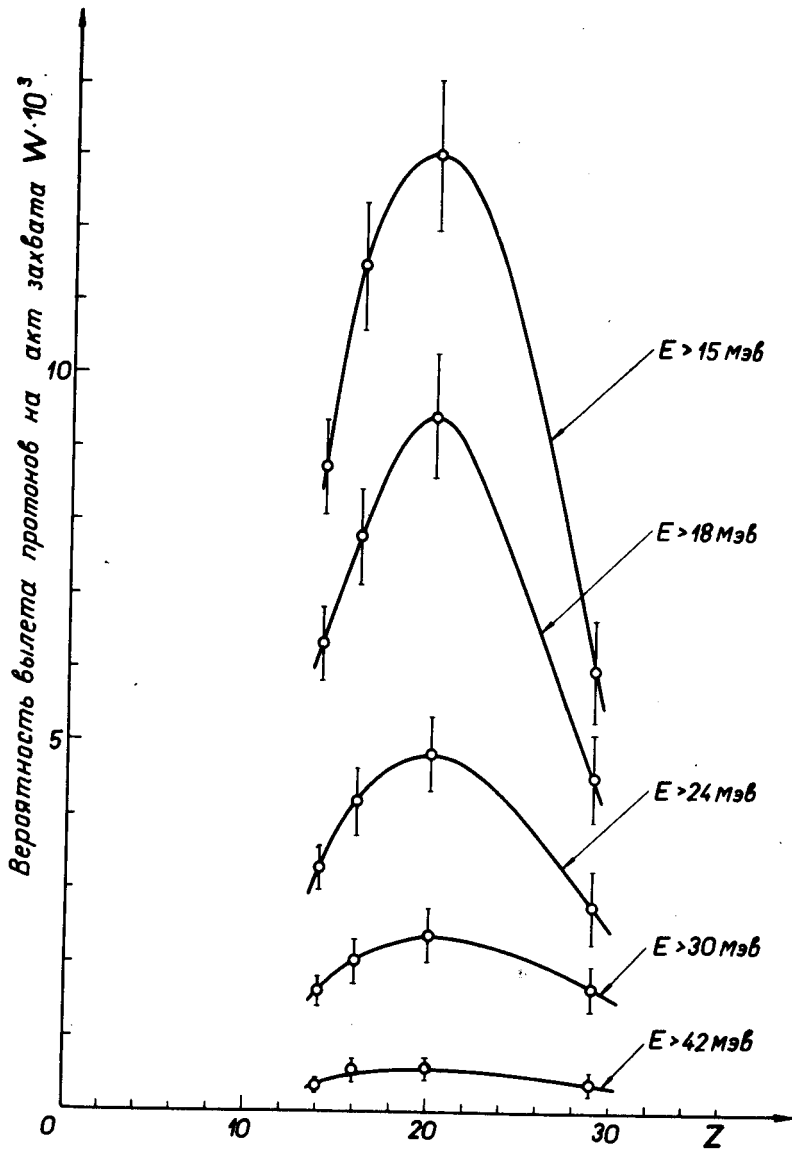


Рис. 8. Зависимость интегральной вероятности вылета протонов от заряда ядра.

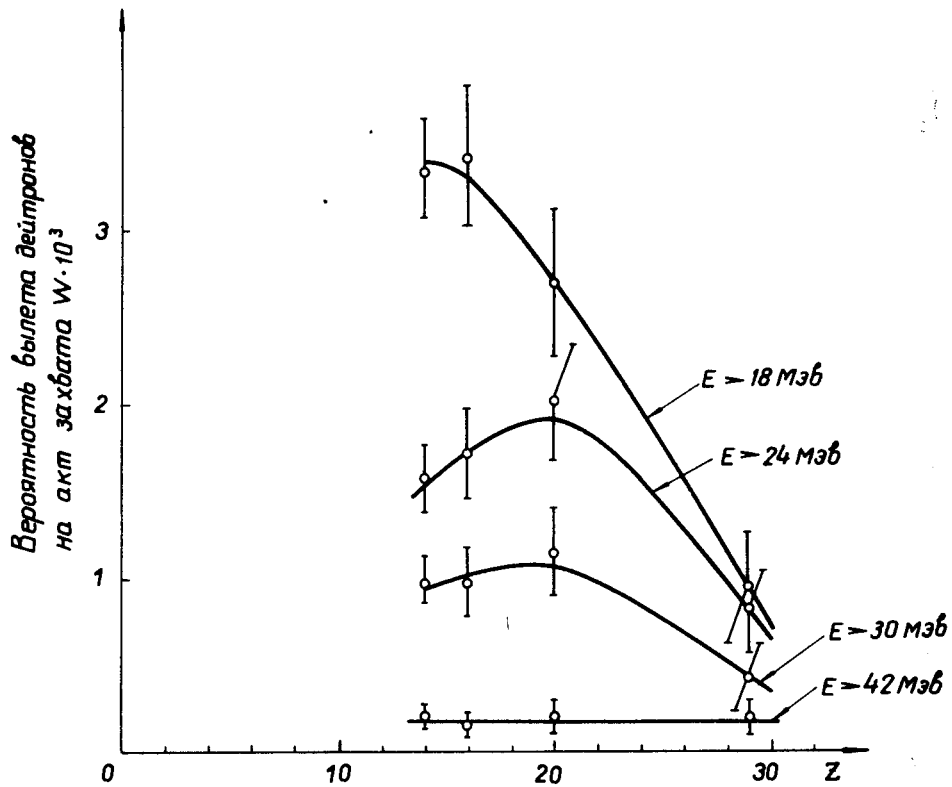


Рис. 9. Зависимость интегральной вероятности вылета дейтронов от заряда ядра.

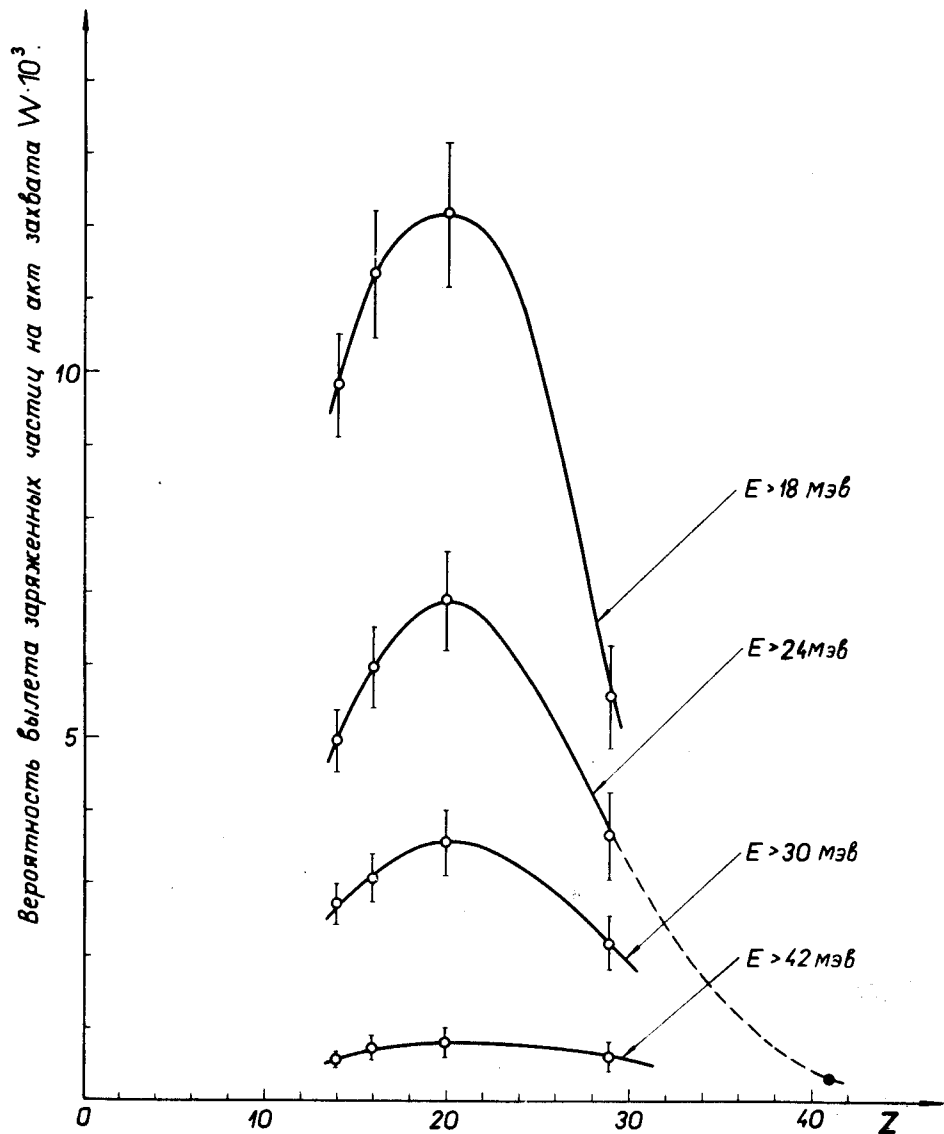
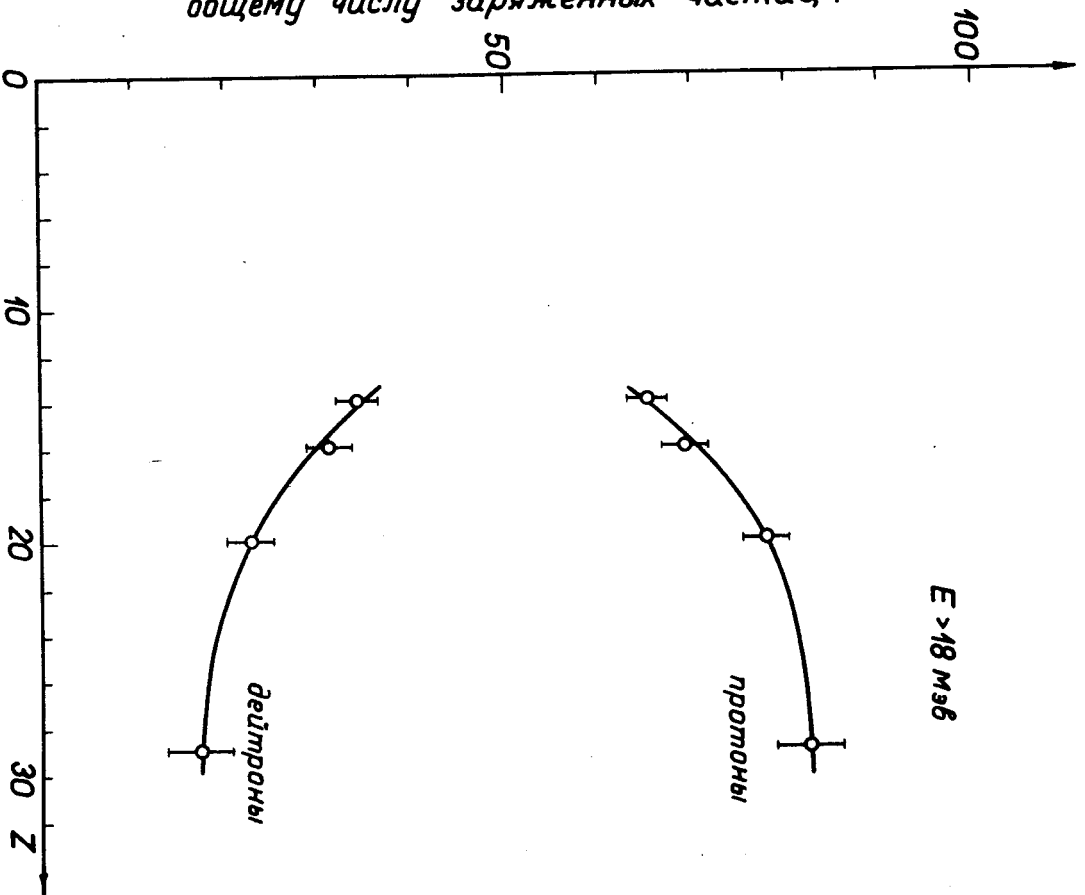


Рис. 10. Зависимость интегральной вероятности вылета заряженных частиц от заряда ядра.

Выход протонов и дейтронов в (%) к
общему числу заряженных частиц.



$E > 18 \text{ MeV}$

Рис. 11. Зависимость числа протонов и дейтронов от заряда ядра в процентах к полному числу заряженных частиц.

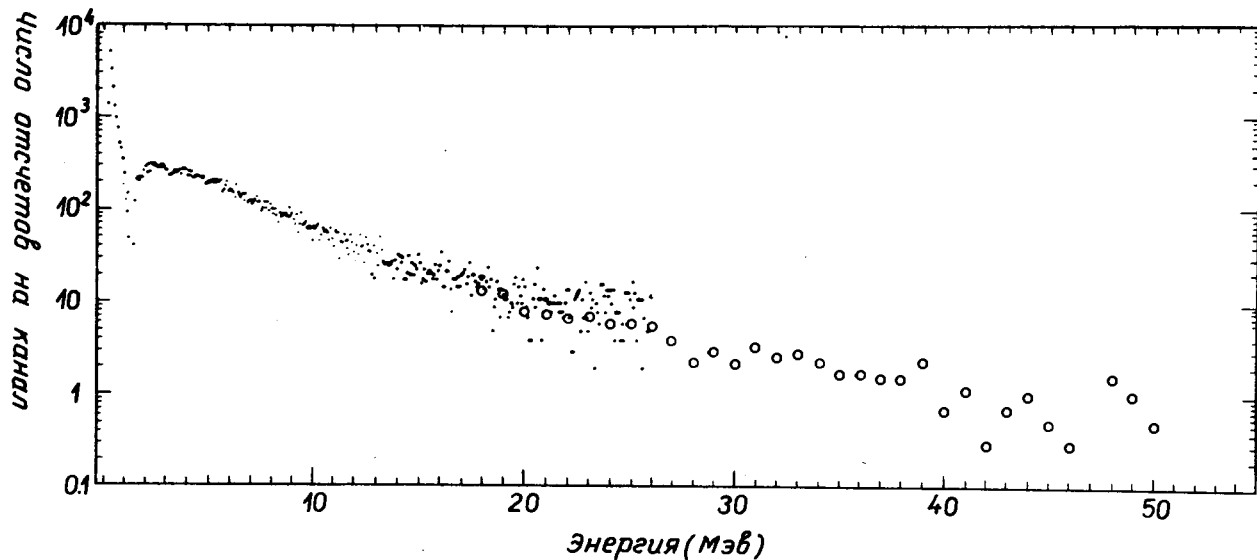


Рис. 12. Полный энергетический спектр заряженных частиц при захвате отрицательных мюонов ядрами ^{28}Si . Точками отмечен спектр, взятый из работы [12], кружочками отмечен энергетический спектр заряженных частиц, полученный в настоящей работе.

женных частиц для энергий больше 18 Мэв. Можно видеть, что доля дейтронов в общем числе заряженных частиц монотонно растет с уменьшением заряда ядра от (17 \pm 4)% для ^{64}Cu до (34 \pm 2)% для кремния. Подобная зависимость для энергий 5 + 25 Мэв наблюдалась и в работе Вайсенберга и др. ^{/10/}, в которой авторы дают оценку доли дейтронов и ядер трития в общем числе заряженных частиц, равную 15% для тяжелых ядер и 50% для легких ядер фотоэмульсии.

На рис. 12 представлен полный энергетический спектр заряженных частиц от захвата отрицательных мюонов на кремнии. В интервале 0 + 26 Мэв спектр взят из работы ^{/12/}. При энергии больше 18 Мэв спектр представлен данными настоящей работы, отнормированными к числу остановок мюонов в работе ^{/12/}.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.В. Авдейчикову и О.В. Ложкину за изготовление кремниевых детекторов, В.Н. Комарову и О.В. Савченко за помощь при калибровочных измерениях, С.С. Герштейну и Р.А. Эрамжяну за полезные обсуждения, И.А. Ютландову и Н.М. Агабабяну за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. И. Войтковска, В. Евсеев, Т. Козловски, В. Роганов. Препринт ОИЯИ Д15-4088, Дубна 1968.
2. В.А. Вартамян, М.А. Жусупов, Р.А. Эрамжян. Препринт ОИЯИ Р4-4314, Дубна 1969.

3. В.В. Балашов, Р.А. Эрамжян. Atomic Energy Review 5,3 (1967).
4. P.Singer. Phys. Rev. 124, 1602 (1961).
5. M.Bertero, G.Passatore, G.A.Viano. Nuovo Cimento, 38, 1669 (1965).
6. H.Morinaga, W.F.Fray, Nuovo Cimento 10, 308 (1953).
7. C.Ishii. Progr. Theor. Phys. 21, 663 (1959).
8. В.В. Балашов, Р.А. Эрамжян. Препринт ОИЯИ Р2-3258, Дубна 1967.
9. D.Kotelchuck, I.V. Tyler. Phys. Rev. 165, 1190 (1968).
10. А.О. Вайсенберг, Э.Д. Колганова, Н.В. Рабин. Ядерная физика 1, 652 (1965).
11. M.Schiff, Nuovo Cimento 22, 66, (1961).
12. S.E.Sobottka, E.L.Wills. Phys. Rev. Lett., 20, 596 (1968).
13. А.О. Вайсенберг, Э.Д. Колганова, Н.В. Рабин. Ядерная физика, 11, 830 (1970).
14. А.Н. Синаев, А.А. Стахин, Н.А. Чистов. Препринт ОИЯИ 13-4835, Дубна, 1969.
15. В.И. Комаров, О.В. Савченко. Ядерная физика 8, 415 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

20 июля 1970 года.