

ИНДЕКС 3649

Препринт ЕФИ-1280(66)-90

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Р. А. АСТАБАТЯН, С. Г. ГАСПАРЯН, Н. А. ДЕМЕХИНА,
Р. Л. КАВАЛОВ, Э. Р. МАРКАРЯН, В. С. ПОГОСОВ

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ВЫХОДОВ ФОТОФРАГМЕНТАЦИИ
НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА, АЛЮМИНИЯ, СЕРЕБРА И ЗОЛОТА



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ



ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН-1990

Ս.Գ.ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ն.Ա.ԴԵՄՅՈՒԻՆԱ, Ռ.ՅՈՒԿԱՎԱՆՈՎ,
Ռ.Ա.ԱՍՏԱԲԱՏՅԱՆ, Է.Ռ.ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ, Վ.Ս.ԳՈՂՈՍՈՎ

ԱՆՅՈՒՄԻՆԻ, ԱԾԻԱԾՆԻ, ԱՐԾԱԹԻ ԵՎ ՈՍԿՈՒ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ
ՃՈՏՈՄԱՆԱՏՄԱՆ ԵԼԲԵՐԻ ՉԱՓՄԱՆ ԱՐԴՅՈՒՆՔՆԵՐԸ

Գազային պրոյեկցիոն խցիկի հիման վրա ստեղծված է սարքավորում միջուկների ֆոտոմասնատման պրոյեկցիաների ուսումնասիրության համար: Բերված են երկչափ (Z, E) և $(\Delta E, E)$, ինչպես նաև ֆոտոմասնատման էներգետիկ ապեկտրները ալյումինի, ածխածնի, արծաթի և ոսկու միջուկների համար: Առաջված են ֆոտոմասնատման ելբերի կախվածությունները սիստիկների լիցքից և թիրախի ատոմային թվից:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ
Երևան 1990

В предыдущей работе [1] нами была описана газовая камера для регистрации и идентификации ионов посредством одновременного измерения полной энергии, заряда и ионизационных потерь энергии вдоль траектории поглощения иона.

На основе этой методики собрана установка на тормозном пучке Ереванского синхротрона для изучения процессов фотофрагментации на ядрах. Впервые в ЕрФИ исследование фрагментации ядер под действием электронов осуществлялось полупроводниковой техникой [2], некоторые данные по фотофрагментации ядер были получены активационной методикой [3].

Установка, изображенная на рис. 1, представляет вакуумную камеру, подсоединенную к пучкопроводу, в которую помещен мишенный механизм с набором мишеней из С, Al, Ag и Au толщиной 140, 14, 7 и 3 мкм соответственно. На отводы под углами 45° , 90° и 135° относительно направления падающего фотонного пучка может закрепляться газовая камера, дополненная в начальной ее части совпадательным счетчиком. Установка, реализованная в настоящей работе, несколько отличается от общепринятой [4-6]. Основное отличие - возможность измерений вдоль всей траектории поглощения иона. Это позволяет проводить, во-первых, многократные измерения в конце поглощения иона - в области его "одевания" - с использованием этой методики в дальнейшем для оптимального разделения фрагментов и, во-вторых, посредством аналогичных измерений удельных ионизационных потерь энергии

иона осуществить (ΔE, E) методик. реализуемую обычно полупроводниковой техникой.

Этой цели служит стартовый пропорциональный счетчик, установленный в одном газовом объеме с камерой, вырабатывающий нулевую отметку времени. Дополнительно этот счетчик выполняет функцию антисовпадательного, отсекая по времени длиннопробежную часть ионов, не укладывающихся в дрейфовом объеме, а также может служить для измерения пробега иона. Последняя возможность в настоящей работе пока не реализована.

Конструкция камеры, ее элементы, описание измерительного тракта на линии с ЭВМ достаточно подробно описаны в [1]. Отметим лишь самое существенное. Входное окно камеры - майларовая пленка с поддерживающей сеткой (прозрачностью 97%) диаметром 100 мм, толщиной 5 мкм; рабочее давление можно варьировать в пределах до 2,5 атм; длина дрейфового отсека, определяющего максимальный пробег заряженного иона, - 30 см. Регистрирующая часть камеры может быть как пропорциональным счетчиком, так и ионизационным. Выбор определяется компромиссом между чувствительностью и быстродействием камеры.

Пропорциональный счетчик с нижним порогом регистрации ~1кэВ не обеспечивает необходимого быстродействия для эффективной регистрации тяжелых фрагментов в задачах фрагментации. С другой стороны, нижний порог регистрации ионизационного счетчика, реализованного в настоящей работе, составляет 1÷2 МэВ, что позволяет регистрировать фрагменты лишь с $Z \geq 2$. Измерения проводились при газовом наполнении $Ar + 28\% C_4$ при давлении 1,1 атм, что обеспечивало регистрацию фрагментов в энергетическом интервале 1-7 МэВ/нукл. Телесный угол установки составлял $1,85 \cdot 10^{-3}$ ср. Измерения проводились при максимальной

энергии тормозных γ -квантов 2 и 3 ГэВ. Измерительный тракт на линии с ЭВМ позволяет одновременно получать (Z, E) и (ΔE, E) двумерные спектры фрагментов, измеренные на разных участках траектории поглощения ионов, а также одномерные - энергетические и зарядовые распределения в процессе набора данных. На рис. 2-3 даны двумерные распределения (ΔE, E) для фрагментов, вылетающих из углерода и серебра. На этих и последующих двумерных спектрах экспериментальные условия приведены на рисунках и в подписях к ним. На рис. 4-6 представлены двумерные спектры (Z, E) фрагментов, образованных на мишенях из углерода, серебра и золота. Поскольку методика измерения по Z независима от начальной энергии фрагмента, двумерный спектр (Z, E) представляет собой некую матрицу из горизонтально очерченных точек; из-за неоптимального измерения Z в области малых энергий имеет место отклонение от горизонтальности. Для того чтобы "выпрямить" эту часть двумерных спектров, необходимо измерять Z в иной временной отметке ближе к концу пробега иона, т. е. в сторону меньших временных констант формирования сигнала [1, 4] С другой стороны, это приводит к большей примеси от ионов с меньшим Z. При такой методике многократного измерения в Z-чувствительной области, реализованной в настоящей работе и подробно описанной в [1], при обработке данных учитывается весь набор по Z и посредством последовательного выделения фрагментов осуществляется максимально полная их идентификация. На рис. 7 представлен "выпрямленный" таким образом спектр фрагментов гелия из углерода, а одномерная проекция этого спектра на ось Z - на рис. 8. Там же представлены данные на серебре. Отношение выходов 3He к 4He для этих мишеней составляет ~1:3 для C и ~1:8

для Ag. Тенденция к уменьшению этого отношения с возрастанием массового числа мишени не противоречит данным работы [7].

В эксперименте, в котором проводится измерение энергии заряженных фрагментов и используются мишени конечной толщины, возникает задача введения поправок на ионизационные потери регистрируемых продуктов [8]. Мы рассматривали коррекции энергетических спектров ядер-фрагментов, рождающихся в $\gamma+A$ взаимодействиях, проходящих через слой вещества мишени, входного окна, вещества совпадательного счетчика и регистрирующихся камерой Брегга.

Алгоритм введения поправок состоит в следующем. Для каждого значения E_f энергии регистрируемого в эксперименте спектра вычисляется значение энергии E_i до прохождения тормозящего слоя с помощью соотношения пробег-энергия. Основным предположением, использованным в алгоритме, является то, что распределение вероятности рождения фрагмента по толщине мишени равномерное. Поэтому, произведя разбиение мишени по ее толщине на различное число полосок, мы должны учитывать тот факт, что фрагменты после своего рождения проходят разную толщину вещества. Очевидно, что наиболее точные поправки могут быть получены при бесконечно большом числе разбиений. Однако, начиная с некоторого момента, при дальнейшем увеличении числа разбиений результирующий спектр меняется незначительно, а счетное время увеличивается, и, следовательно, имеется возможность выбрать оптимальное число элементарных полосок.

В приводимых нами в качестве иллюстраций на рис. 9-12 энергетических спектрах сделана такая поправка. Указанные на рисунках ошибки складываются из: 1) ошибки мониторинга $\sim 5\%$; 2) статистической ошибки; 3) ошибки в идентификации фрагментов,

которая составляет до $\sim 17\%$ в зависимости от энергетического интервала фрагмента. В частности, на горизонтальных участках двумерных спектров (Z, E) ошибки идентификации минимальны и составляют $\sim 5\%$.

На участках с приблизительно одинаковыми ошибками последние не проставлены с целью более четкого разделения спектров разных фрагментов. Энергетические спектры получены из соответствующих двумерных спектров с отсечкой низкоэнергетических "негоризонтальных" участков, в которых идентификация фрагментов затруднена из-за их частичного поглощения в мишени, входном окне и в веществе совпадательного счетчика.

На рис. 13 даются выходы фрагментов с энергией $E/A = 4 \text{ МэВ/нукл.}$ в зависимости от заряда фрагментов для серебра и золота при двух значениях углов регистрации $45^\circ, 90^\circ$. Рис. 14 резюмирует всю совокупность измеренных данных по фотофрагментации.

Авторы выражают признательность А. Р. Аршакяну за участие в создании программ обработки данных и С. Е. Бернацкому за помощь при сборке установки.

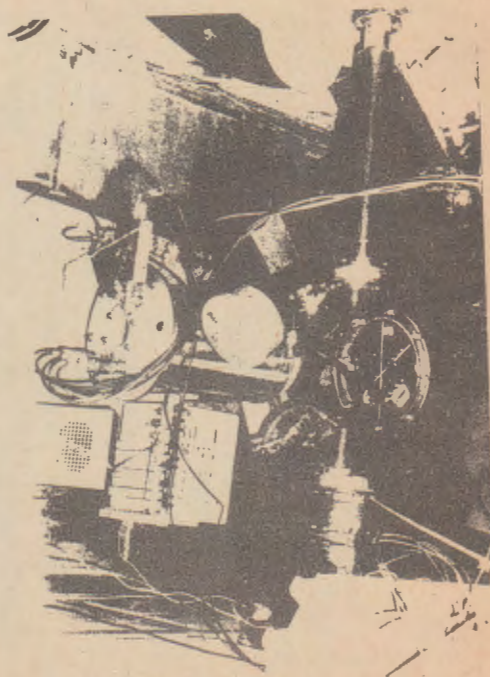


Рис. 1

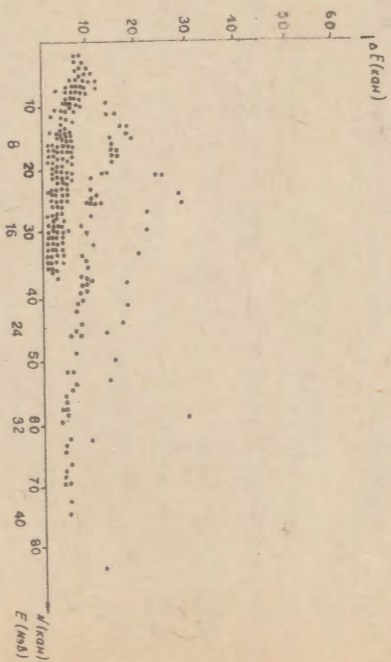


Рис. 2

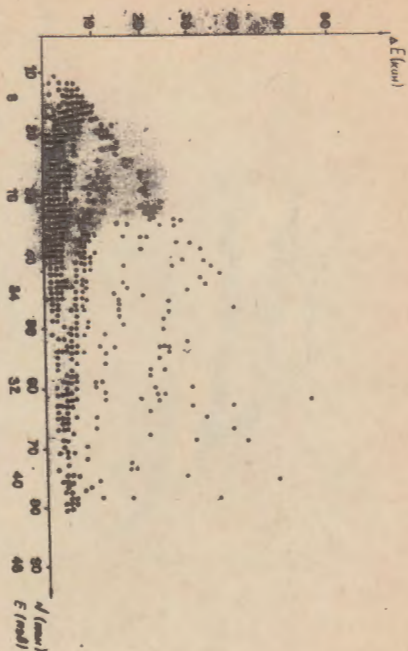


Рис. 3

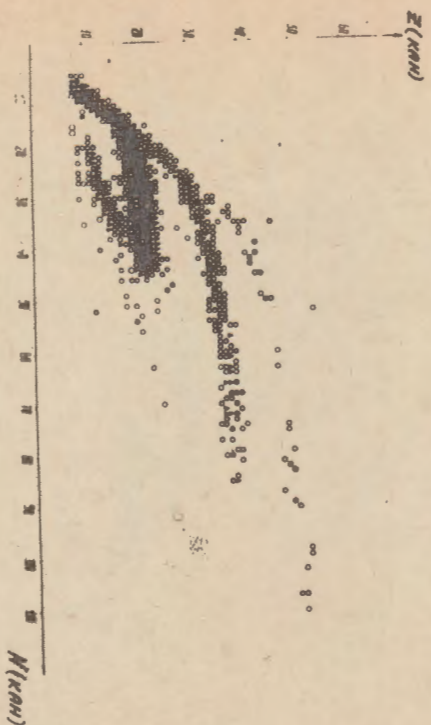


Рис. 4

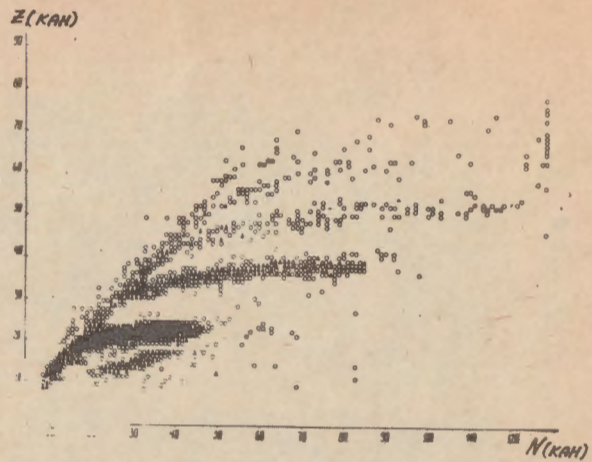


Рис. 5

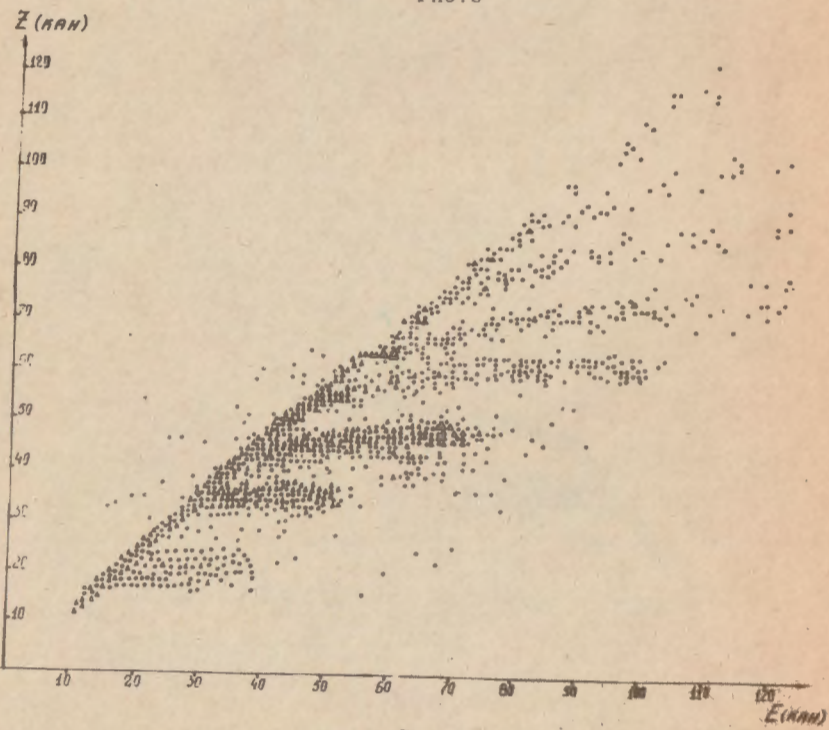


Рис. 6

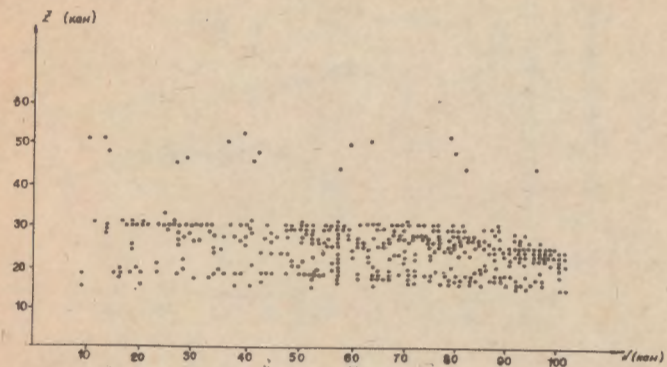


Рис. 7

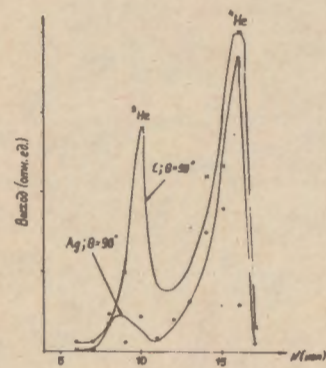


Рис. 8

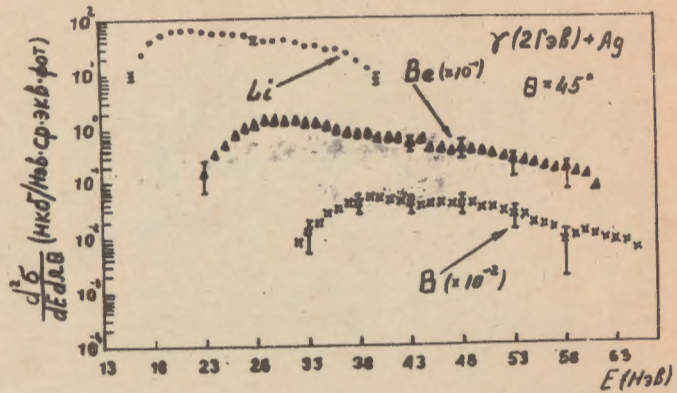


Рис. 9

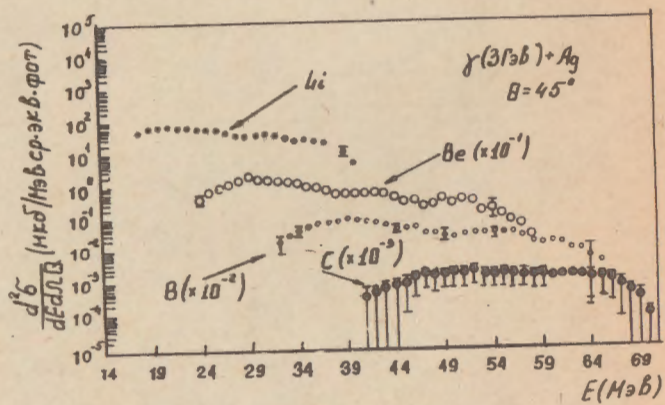


Рис. 10

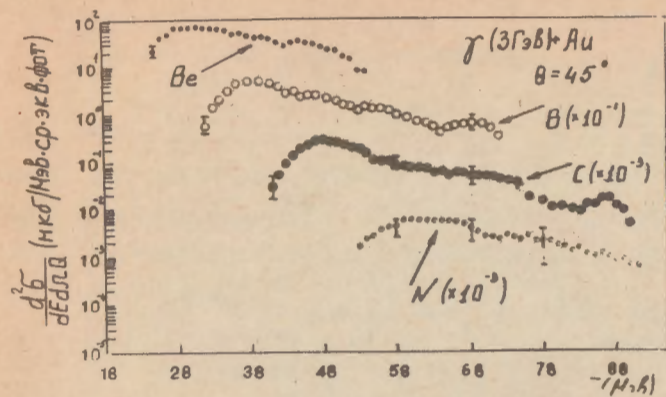


Рис. 11

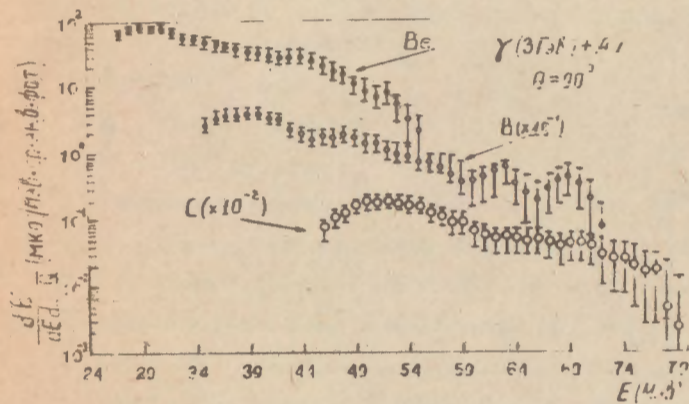


Рис. 12

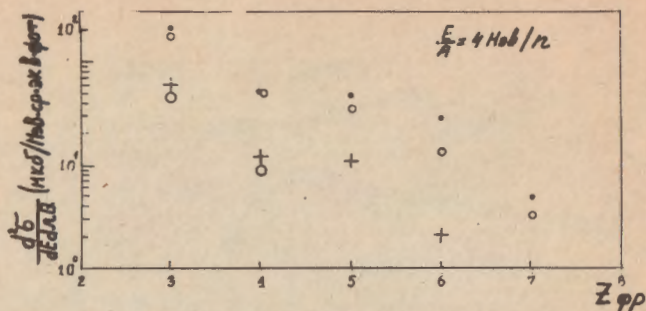


Рис.13

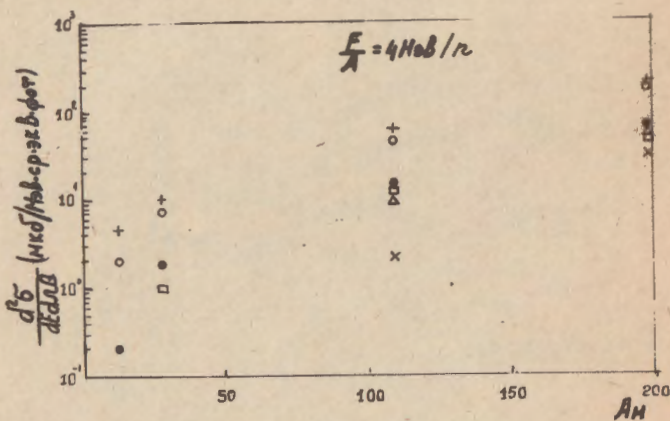


Рис.14

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Общий вид установки.

Рис.2 Двухмерный спектр ($\Delta E, E$) фрагментов на с (2 ГэВ, 90°).

Рис.3 Двухмерный спектр ($\Delta E, E$) фрагментов на Ag (2ГэВ, 90°).

Рис.4 Двухмерный спектр (Z, E) фрагментов на с (2ГэВ, 90°).

Обозначения:

○ - 1+2 события;

△ - 3+5 событий;

□ - 6+10 событий;

● - 11+30 событий;

▲ - 31+50 событий;

■ - > 50 событий.

Рис.5 Двухмерный спектр (Z, E) фрагментов на Ag (2ГэВ, 90°).

Обозначения те же, что и к рис. 4.

Рис.6 Двухмерный спектр (Z, E) фрагментов на Au (3ГэВ, 45°).

Обозначения:

○ - 1+2 события;

△ - 3+5 событий;

▲ - 6+10 событий;

● - > 11 событий.

Рис.7 Двухмерный спектр (Z, E) гелия на с (2ГэВ, 90°).

Рис.8 Одномерная проекция на ось Z двухмерного спектра (Z, E) гелия на с (2ГэВ, 90°) и на Ag (2ГэВ, 90°).

Рис.9 Энергетические спектры фрагментов Li, Be, B на Ag (2ГэВ, 45°).

Рис.10 Энергетические спектры фрагментов Li, Be, B, C на Ag (3ГэВ, 45°).

Рис.11 Энергетические спектры фрагментов Be, B, C, N на

Au (3ГэВ, 45°).

Рис.12 Энергетические спектры фрагментов Be, B, C на Au (3ГэВ, 90°).

Рис.13 Зависимость выходов фрагментов от заряда фрагментов Z_{фр} на Ag (3ГэВ) и на Au (3ГэВ) для двух углов регистрации фрагментов с энергией E/A = 4МэВ/п.

Обозначения:

- - Au (45°);
- - Au (90°);
- ⊕ - Ag (45°);
- - Ag (90°);

Рис.14 Зависимость выходов фрагментов с энергией E/A=4МэВ/п от атомного номера мишени.

Обозначения:

- + - Li (3ГэВ, 45°);
- - Li (3ГэВ, 90°);
- - Be (3ГэВ, 45°);
- ▲ - Be (2ГэВ, 45°);
- - B (3ГэВ, 45°);
- X - C (3ГэВ, 45°).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Астабатьян Р.А., Бадалян Г.В., Гаспарян С.Г. и др. //Препринт ЕФИ-1170(47)-89, Ереван, 1989.
2. Арутюнян В.Н., Бадалян Г.В., Бегларян Д.М. и др. //Изв. АН Арм.ССР, 1979, т. 14, вып. 6, с. 172-179.
3. Айвазян Г.М., Арутюнян В.Н., Ахвердян Э.А. и др. //Препринт ЭФИ-859(10)-86, Ереван, 1986.
Асатурян В.М., Григорян Е.О., Вартапетян Г.А. и др. //ЯФ, 1977, т. 25, вып. 6, с. 1133-1139.
4. Gruhn C.R., Vinimi M. et al. // NIM 196 (1982) 33.
5. Kotte R., Keller H. et al. // ZfK-591(1986).
6. Kotov A.A., Neubert W., Andronenko L.N. et al. // ET 36(1988) 6, 513-518.
7. Alder J.O., Andersson G. et al. //Z.Physik A 295, 65-7 (1980).
8. Горшкова Н.Л., Денисенко К.Д., Мурин Ю.А. //Сообщение ОИЯИ, 1986, P10-86-381, Дубна.

Рукопись поступила 5 июля 1990