

5U7700465

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏՍՈՒԿԱԿԱՆ ԶԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍՏՈՒՆԵՆԻ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—146(75)

Ր.Ա.ԲԱԽՏԵՇՅԱՆ, Գ.Ա.ՎԱՐՏԱՍԵՏՅԱՆ, Ե.Օ.ԳՐԻԳՐՅԱՆ,
Ա.Տ.ԴԱՆԱԳՍՅԱՆ, Ն.Ա.ԴԵՄԵՒԽԻՆԱ, Ա.Գ.ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ,
Դ.Տ.ՉԱՏՐՉՅԱՆ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОНОВ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

V^{51} , Mn^{55} , Cu .



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ -146(75)

Р.А.БАХШЕЦЯН, Г.А.ВАРТАПЕТЯН, Е.О.ГРИГОРЯН,
А.С.ДАНАГУЛЯН, Н.А.ДЕМЕХИНА, А.Г.ХУДАВЕРДЯН,
Д.С.ЧАТРЧЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ФОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

V^{51} , Mn^{55} , Cu .

© *Ереванский физический институт, 1975*

Scientific Report EΦИ-146(75)

R.A. BAKHSHETSYAN, E.O. GRIGORYAN, A.S.
DANAGULYAN, N.A. DEMEKHINA, A.G. KHUDA-
VERDYAN, D.S. CHATRCHYAN, G.A. VARTAPETYAN

INVESTIGATION OF THE INTERACTION OF
OF HIGH ENERGY PHOTONS WITH V^{51} ,
 Mn^{55} , Cu NUCLEI

The photospallation of nuclei V^{51} , Mn^{55} ,
Cu at bremsstrahlung energies 2 and 5 GeV. was
investigated by activation method using Ge(Li)
detector. Some reactions yields were used for
the estimation of reaction cross-sections by
 $1/E$ approximation of bremsstrahlung spectrum.
The yields estimations were made by the em-
pirical Rudstam's formula. The obtained pa-
rameters of this formula are in good agree-
ment with literature data.

Yerevan Physics Institute

Yerevan, 1975

УДК.539.172.3.539. (125.4:126.343/344:14)

Научное сообщение ЕФИ-146(75)

Р.А.БАХШЕЦЯН, Г.А.ВАРТАПЕТЯН, Е.О.ГРИГОРЯН,
А.С.ДАНАГУЛЯН, Н.А.ДЕМЕХИНА, А.Г.ХУДАВЕРДЯН,
Д.С.ЧАТРЧЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ФОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ
 V^{51} , Mn^{55} , Cu .

Методом наведенной активности исследовались фоторасщепления ядер V^{51} , Mn^{55} и Cu в области максимальных энергий тормозного спектра от 2 до 5 Гэв. Выходы остаточных радиоактивных ядер измерялись $Ge(Li)$ полупроводниковым детектором с чувствительным объемом 28 см^3 и энергетическим разрешением 0,65% ($\sim 4 \text{ кэв}$) по линии $E_\gamma = 661 \text{ кэв}$ (Cs^{137}). Значения выходов использовались для определения сечений реакций в прямоугольном приближении тормозного спектра. Оценки выходов реакций фоторасщепления проводились по полуэмпирической формуле Рудстама. Полученные параметры этой формулы хорошо согласовались с литературными данными.

Ереванский физический институт

Ереван 1975

Введение

Ядерные реакции в области высоких энергий грубо подразделяются на несколько категорий:

1. Простые реакции с вылетом одного или двух нуклонов.
2. Реакции расщепления с вылетом трех и более нуклонов.
3. Фрагментация-образование тяжелых многозарядных осколков с $Z \geq 3$ и $A \sim 5 \div 40$.
4. Деление-распад ядра на два приблизительно одинаковых по величине осколка.

Механизмы указанных выше процессов отличаются друг от друга и соответственно интерпретация данных требует различного теоретического подхода.

В настоящей работе исследовалось, главным образом, глубокое фоторасщепление ядер при высоких энергиях с вылетом большого числа нуклонов. Кроме того были измерены выходы некоторых простых реакций.

Взаимодействия высокоэнергетических фотонов с ядрами в отличие от протон-ядерных реакций изучены мало, а имеющийся экспериментальный материал в значительной степени разрознен и требует систематизации. Это касается, в особенности, определения выходов и сечений конкретных реакций, приводящих к образованию определенных остаточных ядер. В этом вопросе интересно сравнение результатов протон-ядерных и фотоядерных взаимо-

действий, так как с одной стороны проявляются свойства ядерной материи, общие для всех ядерных реакций, а с другой выступают различия, связанные с природой взаимодействующих частиц.

Результаты этой работы включают в себя новые экспериментальные данные по расщеплению ядер V^{51} , Mn^{55} и Cu фотонами высоких энергий, а также аппроксимацию выходов исследованных реакций полуэмпирической формулой Рудстама. Опубликованные в литературе сведения по этому вопросу относятся к расщеплению V^{51} и Mn^{55} фотонами с максимальной энергией до 2 Гэв [1]; в [2] есть ссылка на эксперимент по фоторасщеплению ядер Cu при $E_{\gamma_{max}} = 750$ Мэв.

Методика

Облучение проводилось на Ереванском электронном ускорителе. Фотонный пучок, полученный торможением электронов на вольфрамовой мишени (0,1 рад.), проходя через коллиматоры и очищающий магнит попадал в камеру, где находились облучаемые мишени (рис.1а). Размеры первого коллиматора составляли 6,7 x 6,7 мм², второго - 17 x 17 мм², при этом второй коллиматор полностью пропускал пучок, обрезая только "ореол", созданный на первом коллиматоре. Размеры пучка в камере с мишенями составляли 18 x 18 мм². Интенсивность пучка определялась по квантометру Вильсона и составляла в среднем 10⁹ экв. кв/сек. Степень рассеивания пучка в стенках второго коллиматора исследовалась путем облучения углеродных колец. Выходы реакций $C^{12} (\gamma, n) C^{11}$, указывающие на наличие этого эффекта, оказались в пределах точности измерений. Вклад фоновых реакций, вызванных вторичными частицами, образованными в стенках коллиматора и в самих мишенях оценивался в специальной серии измерений, а также по результатам проведенных расчетов. Согласно по-

лученным данным этот фактор не превышал одного процента от выходов исследуемых реакций. Перед каждым облучением тормозной спектр измерялся парным спектрометром. Форма тормозного спектра хорошо описывалась формулой Бете-Гайтлера, с поправкой на толщину мишени и коллимацию пучка.

Мишени Cu представляли собой пластинки размерами $40 \times 40 \times 5 \text{ мм}^3$, V^{51} и Mn^{55} использовались в виде порошков VO_2 и Mn_2O_3 , спрессованных в таблетки диаметром 30 мм и толщиной 5 мм. Наличие примесей не вносило существенного вклада, превышающего статистические ошибки эксперимента.

Размеры коллимированного пучка не менялись с изменением максимальной энергии тормозного спектра. Продолжительность облучений, экспозиции облученных мишеней на детекторе, а также временные интервалы между измерениями выбирались в зависимости от периодов полураспада регистрируемых изотопов.

При выполнении работ, связанных с регистрацией и расшифровкой сложных γ -спектров, образованных суммарным вкладом большого числа радиоактивных ядер, выделением и идентификацией слабых линий при наличии сильного фона чрезвычайно важным свойством регистрирующей аппаратуры является высокое амплитудное разрешение. В настоящее время наиболее удобными для этой цели приборами являются полупроводниковые германиево-литиевые детекторы, которые характеризуются достаточно высоким амплитудным разрешением и линейным выходом в широком диапазоне энергий γ -излучений.

Полное энергетическое разрешение спектрометра с полупроводниковым детектором обусловлено собственным разрешением детектора и разрешением аппаратуры. Собственное разрешение детектора связано со статистическими флуктуациями количества электронов и дырок, созданных в объеме кристалла ионизирующей частицей. Из других факторов, влияющих на собственные шумы детектора необ-

ходимо отметить гоки утечки, зависящие в основном от типа детектора, технологии производства, качества сырья. Шумы электронной аппаратуры дают свой постоянный вклад в разрешение установки. На рис.2 приведена кривая полного энергетического разрешения спектрометра с Ge (Li^+) детектором (чувствительный объем 26 см^3) используемого в настоящей работе, в зависимости от энергии регистрируемого излучения. Для сравнения на том же рисунке представлена кривая полного разрешения сцинтиляционного спектрометра с кристаллом $\text{NaI(Tl)} 40 \times 40$ мм. Из рисунка видно, что полупроводниковый детектор может обеспечить разрешение более, чем на порядок, превосходящее данные с кристаллом NaI(Tl) . Отклонения от линейности не наблюдалось во всем диапазоне регистрируемых энергий в пределах точности определения положения пиков.

Установка для измерений представлена на рис.16. Детектор был соединен непосредственно с малозумящим предусилителем и усилителем системы "Лангур". Набор спектров проводился 4000 канальным амплитудным анализатором "ДИДАК" откуда информация поступала непосредственно в память ЭВМ "Мульти-8". На рис.3 приведен характерный γ -спектр, снятый после облучения мишени Cu тормозным спектром с $E_{\text{max}} = 5$ ГэВ. Первоначальная обработка спектров на "Мульти-8" включала в себя следующие этапы: сглаживание спектров, поканальное вычитание фона, определение средней линии пиков и ширины на полувысоте, а также расчет площадей и энергетическую калибровку всего спектра. Выбор пиков и определение граничных каналов производилось вручную по изображению спектра на осциллографе. Последующие расчеты выходов реакций проводились с помощью ЭВМ "Найри-2".

Определение количества образовавшегося изотопа предполагает знание абсолютного значения фотоэффективности регистрации соответствующего γ -перехода, а также схемы распада исследуемого элемента.

Фотоэффективность регистрации представляет собой вероятность поглощения γ -излучения в фотопике. Эта величина сильно зависит от энергии регистрируемого излучения, а также характеристик детектора. Обычно для определения фотоэффективности счетчика проводят измерения в определенной геометрии со стандартными источниками, т.е. с изотопами точно дозированными по интенсивностям и энергиям. В настоящем эксперименте энергетическая зависимость фотоэффективности исследовалась с одновременным учетом геометрического фактора (ϵ_{ω}), т.е. телесного угла, образованного протяженной мишенью относительно детектора. Для этой цели использовались значения γ -выходов мониторинговых реакций, измеренные ранее при тех же значениях максимальной энергии тормозного спектра [3]. К числу таких реакций относились $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$, $Al^{27}(\gamma, 2pn)$, Na^{24} , $Mn^{55}(\gamma, n)Mn^{54}$, $Mn^{55}(\gamma, 3n)Mn^{52}$

Энергии, интенсивности переходов, а также выходы мониторинговых реакций приведены в таб.1. Измерения мониторинговых и основных реакций проводились в одинаковой геометрии, размеры коллимированного пучка определяли облученную зону мишеней. Используя результаты работы [3], была построена кривая фотоэффективности детектора, для довольно широкой области энергий. В процессе настоящего эксперимента эта кривая была уточнена и продолжена в области более низких энергий, используя выходы некоторых изотопов в мишенях Mn и Ca обладающих

γ -переходами с несколькими значениями энергий. В ряде работ [4,5] указывалось на уменьшение величины фотоэффективности при сближении источника и детектора из-за влияния краевых эффектов при сильном расхождении падающего потока излучения. В конкретных условиях настоящего эксперимента проводилось исследование фотоэффективности на расстоянии 2; 5 и 10 см от поверхности детектора. С целью обеспечения удовлетворительной статистической точности было выбрано расстояние 2 см. Кривая соответствующая выбранным условиям при-

ведена на рис.4.

Экспериментальные результаты

Характеристики изотопов, идентифицированных в настоящем эксперименте, приведены в табл.2. При обработке измеренных γ -спектров использовались последние данные относительно схем распадов, опубликованные в литературе.

Абсолютные значения выходов, рассчитанные на экв.квант, представлены в таб.3 и на рис.5. Экспериментальные точки усреднены по нескольким измерениям, приведенные ошибки имеют статистический характер. Систематические ошибки, включая неточность определения фотоэффективности, постоянной квантометра, максимальной энергии тормозного спектра, интенсивностей переходов не превышали 15%.

Использование тормозного спектра, в качестве источника фотонов приводит к интеграции конечного результата по всем энергиям. Таким образом измеренные значения выходов представляют собой суммарный эффект и сечения указанных реакций можно получить, решая интегральное уравнение

$$S_q(E_{\gamma\max}) = \int_{E_{\gamma\text{пор}}}^{E_{\gamma\max}} \sigma_K(E_{\gamma}) N(E_{\gamma}, E_{\gamma\max}) dE_{\gamma}, \quad (1)$$

где $S_q(E_{\gamma\max})$ - выход реакции в расчете на эквивалентный квант. $N(E_{\gamma}, E_{\gamma\max})$ - аналитическое приближение тормозного спектра $\sigma_K(E_{\gamma})$ - сечение реакции при энергии фотонов E_{γ} . Для решения этого уравнения в математике существуют несколько методов, при этом для тормозного спектра используется одно из известных приближений: $1/E$, спектр Росси, Шиффа или Бете-Максимона. Эти вопросы подробно рассматривались в работе [6], автор которой оценивал точность решений этого уравнения с учетом различных аппроксимаций тор-

мозного спектра, приближенности методов решения, а также статистической точности измеренных выходов.

Сечения, представленные на рис.5 и в табл.3 получены в $1/E$ представлении тормозного спектра для энергетического интервала 2-5 Гэв. Указанные ошибки ($\sim 48\%$) обусловлены статистической точностью экспериментальных результатов. Рассчитанные таким способом, сечения представляют собой довольно грубые оценки, однако, согласно данным работы [7], расчеты в указанном выше приближении не противоречат общей картине изменения сечения, соответствующей результатам более точных методов. Исследования реакций фоторасщепления ядер J^{127} и Au^{197} [7] показали, что характерным свойством функции возбуждения является довольно быстрый рост в околопороговой области, наличие широкого резонанса в районе 200 - 1000 Мэв и медленный спад при более высоких энергиях. Этот максимум авторы связывали с процессом поглощения Π - мезонов, рожденных фотонами в ядре. Аналогичный ход наблюдался для сечений фотоделения [8]. В области высоких энергий в большинстве измеренных нами случаев, кривая выхода в пределах точности измерений не росла (рис.5), что указывало на очень малые величины сечений, определение которых требует более тщательных экспериментов. Данные по расщеплению V^{51} и Mn^{55} фотонами с энергией 1,5 Гэв [1] в пределах ошибок хорошо согласуются с результатами настоящего эксперимента. Сравнение полученных нами данных по расщеплению Cu не проводилось ввиду отсутствия подобных сведений в литературе.

Простые реакции, ($\Delta A \leq 3$)

Выходы этих реакций, в основном, обусловлены вкладом фотонов из области гигантского резонанса. Данные, полученные по выходу Mn^{54} хорошо совпали с результатами работы [9]. Реакция $V^{51} (\gamma, \pi^- 2n) C_{49}$ исследовалась до максимальной энергии 2,2 Гэв [1].

эти данные, приведенные на рис.6, в пределах ошибок согласуются с результатами настоящей работы. Вероятность образования Cu^{64} из Cu^{65} не сравнивалась с результатами других экспериментов, ввиду отсутствия публикаций в исследуемой области энергий. Из данных по взаимодействию протонов с ядрами Cu при энергиях 3-30 Гэв [10], следует отсутствие роста в сечениях этих реакций в указанной области энергий.

Реакции расщепления

Расчет реакций глубокого расщепления проводится по каскадной модели, согласно которой взаимодействие высокоэнергетичной частицы с ядром можно представить, как серию последовательных квазисвободных столкновений с нуклонами ядра. Ядерная реакция рассматривается как двухступенчатый процесс. Первая стадия-каскад, который инициирует падающая частица. При этом вероятность столкновения определяется средним пробегом первичных частиц в ядерном веществе. В процессе столкновения ядерный нуклон предполагается "свободной" частицей т.е. для расчета используются экспериментальные данные по рассеиванию свободных частиц.

Продукты столкновения могут далее взаимодействовать с другими нуклонами ядра, число частиц, участвующих в реакции, лавинообразно нарастает; энергетические спектры содержат большое количество быстрых частиц, а угловое распределение характеризуется сильной анизотропией в области малых углов. Время развития каскада сравнимо со временем прохождения первичной частицей расстояний, сравнимых с размерами ядра, 10^{-23} сек. При расчете этой стадии реакции необходимо учесть все варианты падения частицы на ядро, возможные траектории, различные типы столкновений и т.д. Каскад затухает, когда все участвующие частицы поглотятся или вылетят из ядра. "Послекаскадное" ядро остается в возбужденном

состоянии. Избыточная энергия перераспределяется между внутрядерными нуклонами и далее процесс уподобляется испарению жидкой капли. Расчеты второй стадии реакции существенно упрощаются использованием статистических приближений. Время протекания этой стадии ограничивается $10^{-13} - 10^{-18}$ сек. Испарительные спектры содержат большое количество низкоэнергетичных частиц, угловое распределение последних изотропно. В расчетах обычно используются методы статистического моделирования Монте-Карло.

Каскадно-испарительная модель вполне удовлетворительно описывает ряд закономерностей ядерных реакций при высоких энергиях: энергетическое, импульсное и угловое распределения продуктов реакций, полные сечения неупругого рассеяния, состав и множественность вылетающих частиц и т.д.

Вероятность образования остаточных ядер является также одной из характеристик процесса, позволяющая проверить правильность модельных представлений. Расчет сечений образования остаточных ядер предполагает последовательные вычисления вероятностей выбивания различного числа нуклонов, передачи соответствующих энергий возбуждения промежуточному продукту реакции, испарение определенного числа нуклонов, флуктуации в распределении энергии и т.д. Это очень важные и одновременно очень чувствительные к деталям модели характеристики. Имеющиеся в литературе такого типа расчеты выполнены в основном для протон-ядерных взаимодействий [11]. Расчетные и экспериментальные сечения согласуются между собой в пределах точности $\sim 30-50\%$, если сечения составляют сотни миллибарн, и могут расходиться в 5-10 раз для элементов с выходами ~ 10 мбарн. Несколько лучшее согласие получено для суммарных сечений образования: изотопов или изобаров
$$\sigma(A) = \sum_Z \sigma(Z, A),$$

$$\sigma(Z) = \sum_A \sigma(Z, A) \quad [12].$$
 Тот факт, что последовательные расчеты, проведенные по каскадно-испарительной модели, не всегда совпадают с экспериментом и лучшее со-

ответствие наблюдается для усредненных характеристик указывает на несовершенство этой модели в применении к конкретным реакциям глубокого расщепления. Расчетные данные по фотоядерным реакциям ограничиваются результатами, приведенными в работах [13-15]. Авторы [13] получили значения выходов реакции (γ , X_n) на ^{127}Sb до максимальной энергии фотонов 400 Мэв. Характеристики реакций, сопровождающихся вылетом различного числа частиц на ядре ^{50}Ti и ^{100}Ru до максимальной энергии 1,2 Гэв, представлены в работах [14,15]. Эти расчеты не позволяют провести количественные сравнения с результатами настоящего эксперимента, ввиду различия энергий падающих фотонов.

Первые работы по исследованию распределения продуктов расщепления показали, что выходы остаточных ядер сильно зависят от числа испускаемых нуклонов, а зарядовые и массовые распределения представляются гладкими кривыми куполообразной формы. Эти кривые характеризовались подобием форм, постоянством полуширин, а также идентичностью в расположении пиков кривых относительно линии стабильности с небольшим сдвигом в сторону нейтрондефицитных ядер [16], природа первичной частицы при этом не играла существенной роли [17]. Поверхность выходов продуктов реакций, образовавшихся при расщеплении ядер As фотонами с энергией 370 Мэв [17], представлена на рис.7.

На основе анализа обширного экспериментального материала, включая данные по расщеплению ядер протонами, нейтронами, α -частицами и т.д. в работе Рудстама [10] была предложена полуэмпирическая формула, позволяющая оценить сечения исследуемых реакций с удовлетворительной точностью, в широкой области массовых чисел мишеней, энергий и типов падающих частиц.

Эта формула учитывала аналитическую зависимость между сечением образования, его массовым числом и атомным номером; экспоненциальный спад сечений с

увеличением числа эмитируемых нуклонов, гауссовую форму зарядового распределения. В общем случае формула имела следующий вид:

$$\sigma(z, A) = \frac{\hat{\sigma} P R^{2/3}}{1.79(e^{PA_t} - 1)} \exp[PA - R|z - SA + TA^2|^{3/2}], \quad (2)$$

где $\sigma(z, A)$ сечение образования остаточного ядра с зарядом Z и массовым числом A . P, R, S, T и $\hat{\sigma}$ параметры, получаемые путем подстановки в уравнение (2) экспериментальных значений сечений и используя для подгонки метод наименьших квадратов, A_t - массовое число ядра мишени.

В ряде работ [1,3,7,18] формула Рудстама применялась при обработке данных по выходам и сечениям фото-ядерных реакций. В настоящей работе рассчитывались параметры формулы (2) для продуктов расщепления ядер V^{51}, Mn^{55} и Cu фотонами с энергией от 2 до 5 Гэв. При этом использовались только независимые выходы и учитывался вклад короткоживущих родительских изотопов. Расчеты проводились на БЭСМ-6 по программе минимизации "Фумили". Полученные значения параметров хорошо согласовались с данными других авторов [1,7,18] (таб.4, рис.9-11), подтверждая тем самым возможность применения указанной формулы для оценок выходов фотоядерных реакций. Кривые, полученные по формуле (2), с использованием рассчитанных параметров построены на рис.8, для случая расщепления Cu фотонами с максимальной энергией 5 Гэв.

Параметры формулы Рудстама

Параметр P связан со средним числом испускаемых нуклонов, $P \sim 1/\Delta A$. Энергетическая зависимость этого параметра представлена на рис.9; связь с массовым номером мишени, согласно [18], имеет вид:

$$P = (7.66 \pm 2.64) A_t^{-0.89 \pm 0.09} \quad (\text{рис.10}). \text{ Значения, рас-}$$

считанные по данным [18] (таб.4), хорошо согласовались с результатами настоящей работы. Величина этого параметра в исследуемой нами области энергий от 2 до 5 Гэв оказалась практически неизменной в пределах точности определения. Аналогичные выводы получены в протон-ядерных экспериментах [10] и для фоторасщепления γ 127 и Au^{197} [7]. Это обстоятельство свидетельствует об отсутствии роста в среднем числе испускаемых нуклонов в указанном энергетическом интервале.

С увеличением массового числа мишени R несколько уменьшается (таб.4 рис.10), что соответствует увеличению среднего числа эмитируемых нуклонов, т.е. более обширному и разветвленному протеканию каскада, согласно выводам каскадно-испарительной модели.

Параметр R определяет ширину куполообразных кривых, описывающих зарядовое распределение изобар. Как показали наши расчеты (таб.4) и результаты, полученные другими авторами [1,2,7,10,18], этот параметр не зависит от энергии и типа налетающих частиц, а также массового числа мишени. В [10,18] указывается на слабую зависимость R от массы, образующегося ядра-остатка. Однако этой зависимостью можно пренебречь при исследовании расщепления в ограниченной области средне-тяжелых ядер [12].

Интегрирование формулы (2) по всем возможным значениям Z и A представляет собой полный выход реакций расщепления, соответствующий полному развалу ядра. Из условия нормирования этой величины к полному сечению неупругого взаимодействия определяется параметр C . В первом приближении его можно связать с величиной полного сечения неупругого взаимодействия. При обсуждении результатов протон-ядерных экспериментов [10] Рудстам, учитывая некоторую неточность такого предположения, ввел дополнительные функции, позволяющие более точно определить массовые и энергетические изменения этого параметра. В работах по фоторасщеплению γ 127 в области энергий выше

1 Гэв, полученные значения $\hat{\sigma}$ из выходов и сечений реакций удовлетворительно согласовывались с имеющимися в литературе оценками полных сечений фоторождения адронов. В настоящей работе параметры $\hat{\sigma}$, рассчитывались для мишеней V^{51} , Mn^{55} и Cu . Они сохраняли постоянные значения в пределах ошибок определения при изменении энергии тормозного спектра от 2 до 5 Гэв. Массовая зависимость $\hat{\sigma}$ аппроксимировалась с точностью до $\pm 10\%$ функцией $\hat{\sigma} \sim A_t^{(1,15 \pm 0,07)}$, предложенной авторами [18] (рис.11).

Параметры S и T определяют положение пика зарядового распределения, Величина $Z_A = S \cdot A - T A^2$ соответствует заряду элемента с наибольшим значением выхода при данном массовом числе A . Анализ полученных значений (таб.4) показал, что эти параметры не зависят от сорта и энергии частиц, взаимодействующих с ядром. Этот результат подтверждает предположение о том, что формирование поверхности выходов остаточных ядер происходит в основном на испарительной стадии процесса, а близость гребня поверхности к линии β -стабильности интерпретируется, как влияние ядерной поверхности на вероятность образования остаточного ядра (рис.7).

В работе [19] было показано, что при расщеплении Cu протонами картина распределения остаточных ядер может быть получена при расчете процесса испарения из состояния с высокой энергией возбуждения. Автор конкретно рассматривает выходы изобар с массовыми числами 50 и 51, которые рассчитывались путем последовательного применения рекурсионной формулы при задании некоторого набора послекаскадных ядер с определенными энергиями возбуждения. В этих расчетах зарядовое распределение определялось в первую очередь параметрами плотности уровней, а положение пиков кривых зависело от формы кулоновского барьера. Хорошее согласие с экспериментальными значениями достигалось при

параметрах, совпадающих с результатами других работ. Ввиду отсутствия достаточно полной информации об экспериментальных значениях выходов остаточных ядер с массами 50, 51, в работе [19] проведено сравнение расчётных данных с кривыми распределения аппроксимированными формулой Рудстама.

Авторы настоящей работы провели сравнения, используя кривые распределения изобар с массовыми числами 50 и 51, рассчитанными по формуле (2) для случая фоторасщепления Si при энергии 2 Гэв, с данными [19], полученными по рекурсионной формуле. Полученное согласие (рис.12) подтверждает решающую роль процесса испарения в формировании выходов остаточных ядер как для протон-ядерных, так и фотоядерных взаимодействий независимо от природы первичной частицы.

Образование Na^{24} в высокоэнергетических реакциях подробно исследовалось в протон-ядерных взаимодействиях [20]. При обсуждении результатов в ряде работ использовались как каскадно-испарительная модель, согласно которой Na^{24} может образовываться в виде остаточного ядра после протекания реакции, так и процессы фрагментации или деления в ядре, при которых происходит отделение Na^{24} от мишени на стадии каскада или испарения. Несмотря на многочисленность и тщательность проведенных исследований, вклад каждого из указанных процессов неясен.

В фотоядерных реакциях выход Na^{24} измерялся при взаимодействии электронов с энергией от 1,5 до 16 Гэв с ядрами Fe^{51} [21] и фотонов с максимальной энергией 2,2 Гэв с V^{51} (1).

Согласно данным этих работ измеренные выходы значительно превосходят значения, ожидаемые по каскадно-испарительной модели. Это различие авторы относят за счет процесса деления.

Выходы Na^{24} , измеренные в настоящей работе, мало меняются с ростом энергии тормозного спектра от 2 до 5 Гэв. С другой стороны расчеты по формуле Рудстама

для ядер V , ^{51}Mn и Cu дают значения заниженные по сравнению с экспериментальными данными, что может служить указанием на возможный вклад других процессов. В работе [22] авторы, используя капельную модель ядра, рассчитали кривую вариации делимости с изменением параметра Z^2/A по периодической таблице. Согласно данным этих авторов величина делимости (т.е. отношение сечения деления к полному сечению неупругого взаимодействия $f = \frac{\sigma_{дел}}{\sigma_{пол}}$) несколько увеличивается для элементов легче серебра (рис.13). Измерения выходов фотоделения для ряда ядер от Ni до Pb проводились в [23] с использованием твердотельных стеклянных детекторов для регистрации осколков деления. Полученные результаты, приведенные на рис.13, подтвердили тенденцию роста делимостей в области легких ядер. Возможно, учет вклада этого процесса даст объяснение некоторому превышению выхода Nu^{24} над расчетными данными.

Таблица 1

Характеристики мониторинговых реакций

Тип реакции	Периоды полураспадов	энергия пе- рехода (кэВ)	интенсив- ности пе- реходов	выходы (мФн) $E_{\text{max}} = 2 \text{ ГэВ}$
$^{12}\text{C} (\gamma, n) ^{11}\text{C}$	20,7 мин.	511	2	$4,1 \pm 0,2$
$^{27}\text{Al} (\gamma, \beta n) ^{24}\text{Mg}$	15,05 ч.	1368,5 2754	I I	$0,81 \pm 0,08$
$^{55}\text{Mn} (\gamma, n) ^{54}\text{Mn}$	303 дн.	834,8	I	43 ± 5
$^{55}\text{Mn} (\gamma, \beta n) ^{52}\text{Mn}$	5,7 дн.	744 935 1435	0,88 0,94 I	$0,55 \pm 0,05$

Таблица 2

Характеристики измеренных изотопов

Остаточные ядра	Периоды полураспадов	Энергия переходов (Кэв)	Интенсивности переходов
1	2	3	4
Cu^{64}	12,8 ч.	1345,7	0,005
Cu^{61}	3,4 ч.	284 656	0,11 0,097
Zn^{62}	9,13 ч.	597	0,22
Ni^{57}	36 ч.	1378	0,85
Ni^{56}	6,1 дн.	812	0,849
Co^{61}	1,65 ч.	67	0,9
Co^{58}	71,3 мин.	810,8	0,99
Co^{57}	267 дн.	122,1	0,87
Co^{56}	77,3 дн.	1238 846,8	0,666 I
Co^{55}	18 ч.	931	0,73
Fe^{59}	45 дн.	1099,2	0,565
Mn^{56}	2,56 ч.	846,8	0,99
Mn^{54}	303 дн.	834,8	I
Mn^{52}	5,7 дн.	744 935 1435	0,88 0,94 I
Mn^{52m}	21,1 мин.	1435	0,98
Cz^{51}	27,8 дн.	320,1	0,098
Cz^{49}	41,9	90,7 152,9	0,539 0,295
Cz^{48}	23 ч.	308 116	I 0,98
V^{48}	16,1 дн.	983,5 1313	I 0,97
Sc^{48}	1,83 дн.	1038	I
Sc^{47}	3,4 дн.	159,4	0,73
Sc^{46}	83,9 дн.	989 1120	I I
Sc^{44m}	2,44 дн.	271,2	0,66
Sc^{44}	3,92 ч.	1156,2	I
Sc^{43}	3,92 ч.	372,8	0,22
K^{43}	22,4	372,8	0,872
K^{42}	12,4 ч.	1524,7	0,18
Rz^{41}	1,63 ч.	1293,5	0,992
Ce^{39}	55,3 мин.	1266,4 250,5	0,5 0,42
Ce^{38}	37,3 мин.	1642,2	0,35
La^{24}	15,05 ч.	1368,5	I

Таблица 3

Выходы реакций фоторасщепления
(мбн / экв кв). Расчетные значения получены с
использованием формулы Рудстама, оценки сечений
даны в 1/E приближении.

Остаточ. ядро $E_{\text{порог}}$	Выходы реакций (МБН.)					Сечения реакции (мбн.)	
	2 Гэв. эмп.	3 Гэв. эмп.	4 Гэв. эмп.	5 Гэв. эмп.	5 Гэв. расчет		
I	2	3	4	5	6	7	
			<u>МАНЬ Сп</u>				
Zn ⁶²	0,05 ± 0,015	0,07 ± 0,02	0,06 ± 0,02	0,05 ± 0,015	-	-	
Cd ⁶⁴	52 ± 5	51 ± 5	49 ± 4,9	50,2 ± 5	-	-	
Cu ⁶³	4,24 ± 0,4	3,98 ± 0,4	4,58 ± 0,46	4,58 ± 0,46	2,4	-	
Mn ⁵⁵	0,66 ± 0,1	0,64 ± 0,1	0,67 ± 0,11	0,68 ± 0,1	0,12	0,005 ± 0,003	
Li ⁶⁶	0,007	-	-	-	0,02	-	
Co ⁶¹	-	-	-	0,3 ± 0,05	0,54	-	
Co ⁵⁸	3,67 ± 0,3	3,49 ± 0,3	3,3 ± 0,3	3,5 ± 0,3	4,76	-	
Co ⁵⁷	2,5 ± 0,25	2,2 ± 0,2	2,47 ± 0,2	2,2 ± 0,2	2,09	-	
Co ⁵⁶	0,77 ± 0,08	0,7 ± 0,07	0,75 ± 0,07	0,77 ± 0,08	0,606	-	
Co ⁵⁵	0,16 ± 0,031	0,14 ± 0,025	0,124 ± 0,025	0,16 ± 0,031	0,13	-	
Fe ⁵⁹	0,34 ± 0,08	-	0,28 ± 0,07	0,32 ± 0,05	0,274	-	
Mg ⁵⁶	0,3 ± 0,03	0,27 ± 0,03	-	0,3 ± 0,03	0,48	-	
Mn ⁵⁴	1,68 ± 0,17	1,66 ± 0,16	1,65 ± 0,16	1,64 ± 0,16	2,33	-	
Mn ⁵²	0,53 ± 0,05	0,47 ± 0,05	0,526 ± 0,05	0,473 ± 0,05	0,55	-	
Si ⁵¹	1,92 ± 0,2	1,92 ± 0,2	1,78 ± 0,18	1,9 ± 0,2	1,36	-	
Y ⁴⁸	0,56 ± 0,06	0,53 ± 0,05	0,6 ± 0,06	0,61 ± 0,06	0,46	0,066 ± 0,03	
Sc ⁴⁶	0,07 ± 0,017	0,05 ± 0,012	0,062 ± 0,015	0,061 ± 0,011	0,036	-	
Sc ⁴⁷	0,13 ± 0,027	0,11 ± 0,022	0,1 ± 0,02	0,122 ± 0,024	0,128	-	
Sc ⁴⁶	0,41 ± 0,05	0,37 ± 0,074	0,36 ± 0,07	0,36 ± 0,07	0,336	-	
Sc ⁴⁴	-	0,13 ± 0,01	0,15 ± 0,015	0,14 ± 0,05	0,35	-	
Sc ^{44m}	0,253 ± 0,025	0,27 ± 0,03	0,26 ± 0,026	0,24 ± 0,025	-	-	
Sc ⁴³	0,292 ± 0,03	0,285 ± 0,03	0,265 ± 0,03	0,26 ± 0,02	0,11	-	
K ⁴³	0,0536 ± 0,005	0,058 ± 0,006	-	0,051 ± 0,005	0,04	-	
K ⁴²	0,118 ± 0,01	0,097 ± 0,01	0,09 ± 0,01	0,1 ± 0,01	0,117	-	
Na ²⁴	0,029 ± 0,006	0,037 ± 0,007	0,036 ± 0,007	0,034 ± 0,007	0,013	0,005 ± 0,002	

1	2	3	4	5	6	7
			МММММММ Мп ⁵⁵			
M _п ⁵⁴	43	43	43	43	-	-
M _п ⁵²	0,55	0,55	0,55	0,55	1,34	-
M _п ^{52m}	0,46 ± 0,05	0,43 ± 0,04	0,6 ± 0,06	0,48 ± 0,05		
C _г ⁵¹	3,74 ± 0,4	3,94 ± 0,4	3,75 ± 0,4	3,9 ± 0,4	3,8	0,0253 ± 0,012
C _г ⁴⁹	0,26 ± 0,03	0,25 ± 0,03	0,26 ± 0,03	0,26 ± 0,03	0,31	-
C _г ⁴⁶	-	-	0,327 ± 0,004	0,027 ± 0,005	0,04	-
V ₄₆	0,96 ± 0,1	1,0 ± 0,1	1,1 ± 0,1	1,34 ± 0,1	1,18	0,318 ± 0,152
Sc ₄₆	0,1 - 0,01	0,098 ± 0,01	0,11 ± 0,01	0,134 ± 0,01	0,167	0,0329 ± 0,016
Sc ₄₇	0,53 ± 0,05	0,56 ± 0,05	0,46 ± 0,05	0,56 ± 0,05	0,53	-
Sc ₄₆	1,2 ± 0,2	1,1 ± 0,15	1,2 ± 0,2	1,2 ± 0,1	1,3	0,0667 ± 0,033
Sc ₄₄	0,42 ± 0,04	0,42 ± 0,04	0,56 ± 0,1	0,48 ± 0,05		0,072 ± 0,034
Sc _{44m}	0,45 ± 0,04	0,47 ± 0,04	0,42 ± 0,05	0,55 ± 0,05	0,9	0,034 ± 0,015
Sc ₄₃	0,19 ± 0,04	0,22 ± 0,04	0,26 ± 0,05	0,31 ± 0,06	0,27	0,115 ± 0,055
K ₄₄	-	0,065 ± 0,01	-	0,065 ± 0,01	0,04	-
K ₄₃	0,206 ± 0,02	0,214 ± 0,02	0,18 ± 0,02	0,214 ± 0,02	0,14	-
K ₄₂	0,39 ± 0,04	0,34 ± 0,07	0,36 ± 0,07	0,34 ± 0,07	0,36	-
K ₄₁	0,071 ± 0,01	0,062 ± 0,01	0,062 ± 0,01	0,066 ± 0,01	0,07	0,003 ± 0,0014
C _г ³⁹	-	0,06 ± 0,01	-	0,057 ± 0,01	0,06	-
C _г ³⁶	-	0,06 ± 0,02	-	0,11 ± 0,02	0,15	-
Ad ²⁴	0,079 ± 0,02	0,079 ± 0,02	0,067 ± 0,017	0,066 ± 0,015	0,033	0,0117 ± 0,005
			МММММММ V 51			
C _г ⁴⁹	-	0,078 ± 0,004	-	0,047 ± 0,005	-	-
V ₄₆	1,15 ± 0,13	1,19 ± 0,13	1,25 ± 0,15	1,2 ± 0,2	1,13	0,0796 ± 0,038
Sc ₄₆	0,37 ± 0,04	0,36 ± 0,04	0,39 ± 0,03	0,37 ± 0,04	0,464	0,0092 ± 0,0044
Sc ₄₇	1,66 ± 0,1	1,65 ± 0,06	1,74 ± 0,1	1,6 ± 0,2	1,44	-
Sc ₄₆	2,06 ± 0,3	2,14 ± 0,3	2,03 ± 0,2	2,0 ± 0,3	2,96	-
Sc ₄₄	0,55 ± 0,06	0,45 ± 0,06	0,57 ± 0,07	0,56 ± 0,07	1,03	-
Sc _{44m}	0,47 ± 0,03	0,47 ± 0,03	0,44 ± 0,04	0,46 ± 0,04		
Sc ₄₃	0,2 ± 0,025	0,191 ± 0,025	0,217 ± 0,02	0,185 ± 0,02	0,25	-
K ₄₄	-	-	0,027	-	0,096	-
K ₄₃	0,34 ± 0,03	0,351 ± 0,03	0,36 ± 0,04	0,36 ± 0,04	0,335	0,0345 ± 0,0166
K ₄₂	0,6 ± 0,06	0,54 ± 0,06	0,56 ± 0,06	0,53 ± 0,06	0,68	-
C _г ³⁹	0,06 ± 0,009	0,068 ± 0,009	0,061 ± 0,009	0,074 ± 0,01	0,077	0,0086 ± 0,004
C _г ³⁶	-	0,14 ± 0,02	0,13 ± 0,04	0,17 ± 0,02	0,24	-
Ad ²⁴	0,066 ± 0,2	0,094 ± 0,02	0,088 ± 0,02	0,082 ± 0,015	0,04	0,019 ± 0,009

Таблица 4

Параметры формулы Рудстама

модель	тип и название формулы	значение (в %)	P	R	S	T	\bar{C} (мол)	примечание
V ₅₁	формула	2000	0,183±0,012	2,05±0,09	0,493±0,004	0,000613±0,0002	52 ± 7,6	мест. работа
V ₅₁	"	2000	0,23	2,09	0,486	0,00038	50,2	[18] расчет
V ₅₁	"	1500	0,22±0,04	2 ± 0,3	0,460±0,015	-0,0001±0,0004	53 ± 14	[18,1]
M ₇₁	"	2000	0,173±0,012	2,02±0,083	0,474±0,004	0,000245±0,00009	77,1 ± 9,2	мест. работа
M ₇₅	"	2000	0,216	2,332	0,486	0,00038	55	[18] расчет
M ₇₅	"	1500	0,21±0,02	2,2±0,1	0,461±0,007	-0,0001±0,0002	43 ± 5	[18,1]
C ₄₄	"	2000	0,16±0,01	1,89±0,083	0,494±0,004	0,000383±0,00012	84,4±10,1	мест. работа
C ₄₄	"	2000	0,188	1,882	0,486	0,00038	66	[18] расчет
C ₄₄	"	750	0,21±0,03	3,1±0,3	0,479±0,02	0,0002±0,0002	72 ± 23	[18,2]
Z _с = 23-47	протоны	2100	0,066	1,9	0,465±0,001	0,00038±0,00002	-	[19]

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 а. Блок-схема эксперимента:
 1. Мишень ускорителя
 2. Первый коллиматор
 3. Очищающий магнит
 4. Бетонная защита
 5. Второй коллиматор
 6. Камера с облученными мишенями
 7. Квантометр
- б. Блок-схема установки для измерений.
- Рис.2 Полное энергетическое разрешение. Сплошная кривая проведена по экспериментальным точкам.
- Рис.3 γ -спектр, полученный при облучении Cu , $E_{\gamma \text{max}} = 5 \text{ Гэв}$, продолжительность облучения 3,46 часа, спектр снят через 5,22 суток, экспозиция на детекторе—8 часов.
- Рис.4 Фотоэффективность $\text{Ge} (\text{Li})$ детектора. Сплошная кривая — теоретический расчет [4]. Нормировка проводилась по линии $E_{\gamma} = 510 \text{ кэв}$.
- Рис.5 Абсолютные значения выходов и оценки сечений некоторых измеренных реакций.
- Рис.6 Выходы реакций $V^{51} (\gamma, \pi^{\pm}n) \text{Cu}^{49}$,
 $\text{Cu}^{65} \rightarrow \text{Cu}^{64}$, $\text{Cu} \rightarrow \text{Cu}^{61}$
 ● — данные работы [1];
 Δ — данные настоящей работы.

Рис.7 Поверхность выходов продуктов реакций при расщеплении ядер Az фотонами с $E_{\gamma_{max}} = 320 \text{ МэВ}$ [17].

Рис.8 Кривые, рассчитанные по формуле (2) с использованием параметров, полученных в настоящей работе, для случая расщепления Cu фотонами с $E_{\gamma_{max}} = 5 \text{ ГэВ}$. Экспериментальные точки значения выходов различных элементов.

Рис.9 Зависимость параметра P от энергии первичной частицы.

○ ● □ - данные настоящей работы для Cu , Mn^{55} и V^{51} . Сплошная кривая - зависимость P от энергии протонов из работы [10].

Рис.10. Зависимость параметра P от массового числа мишени.

□ - данные настоящей работы

● - данные работы [18]

Сплошная линия соответствует $P = (7,66 \pm 2,64) A_t^{-0,89 \pm 0,05}$ [18]

Рис.11. Зависимость параметра \hat{G} от массового числа мишени.

□ - данные настоящей работы

● - данные работы [18]

Сплошная линия $\hat{G} \sim A_t^{1,13 \pm 0,07}$ [18]

Рис.12 Кривые выходов изобар с $A=50$ и $A=51$. Сплошные кривые рассчитаны по формуле Рудстама для случая расщепления S_n фотонами с энергией 2 Гэв, параметры из табл.4. Точками отмечены результаты расчетов работы [19] .

Рис.13. Ядерная делимость, как функция Z^2/A . Расчеты - работа [21], точки - экспериментальные результаты работы [22] .

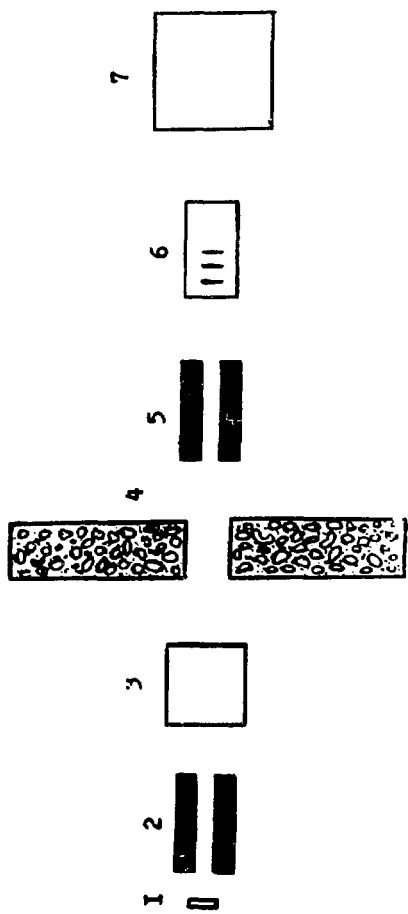


Рис.1 (а)

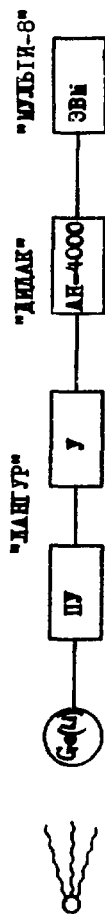


Рис.1 (б)

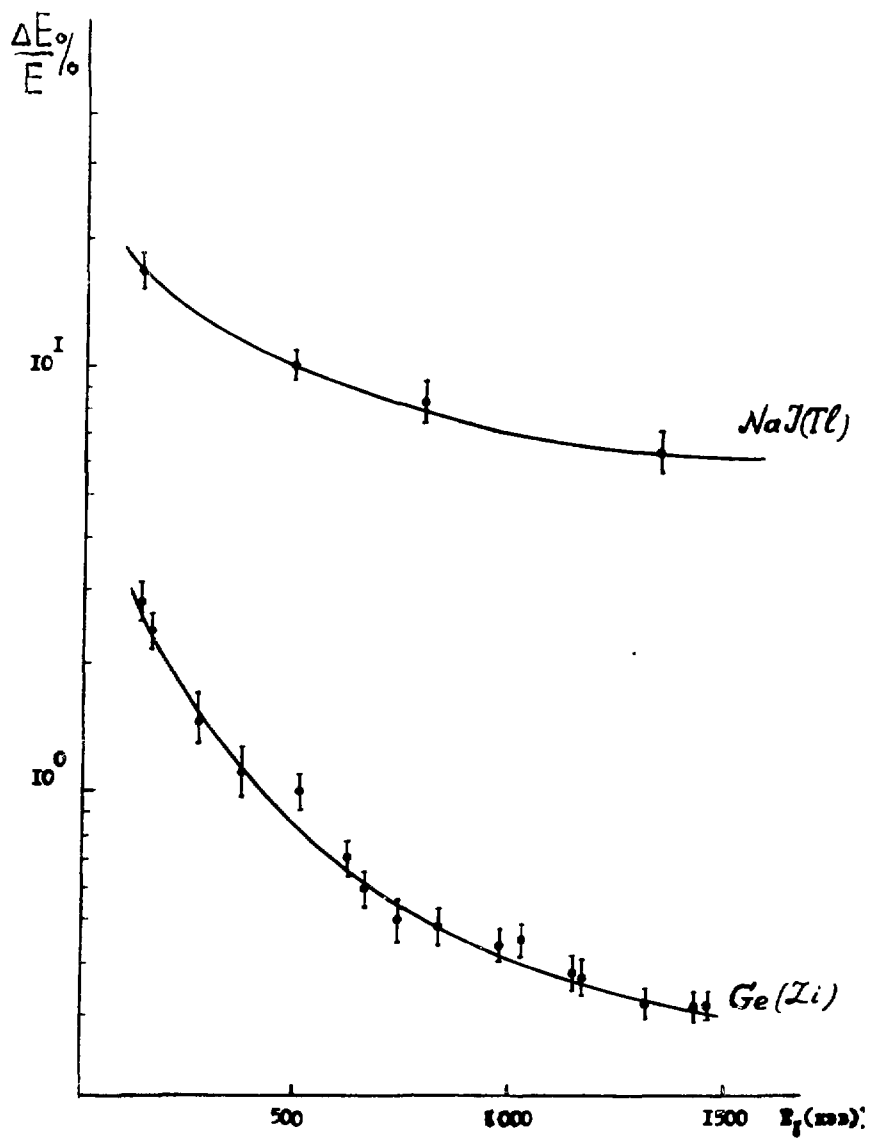


Рис.2

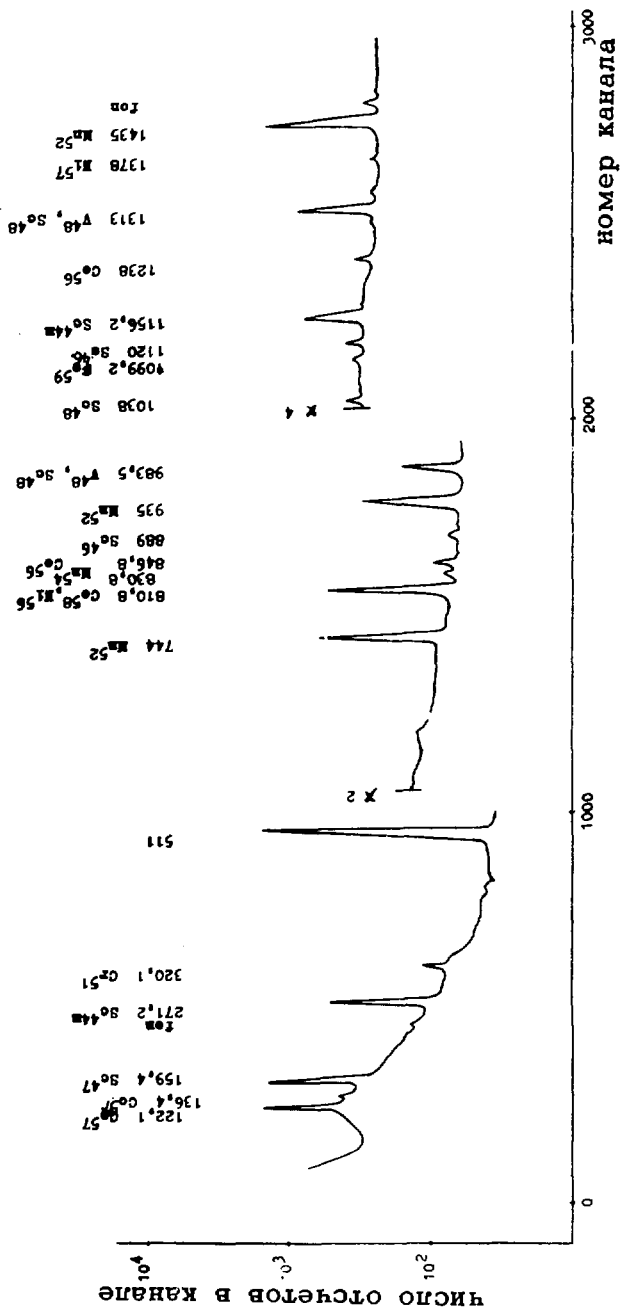


Рис. 3

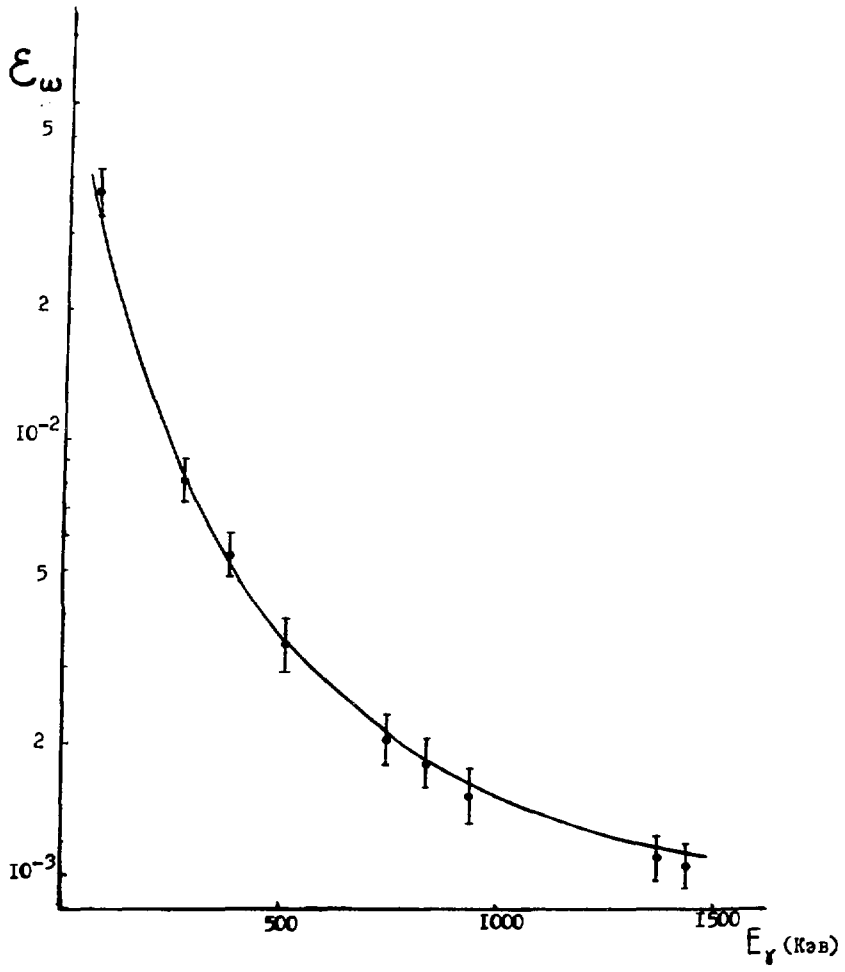


Рис.4

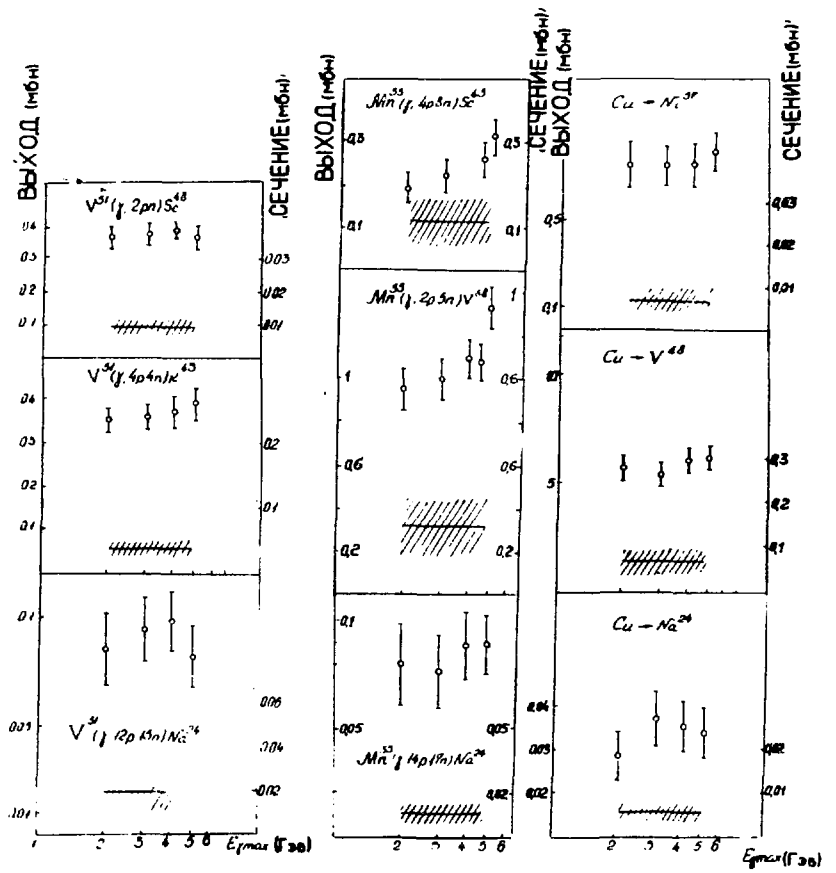


Рис. 5

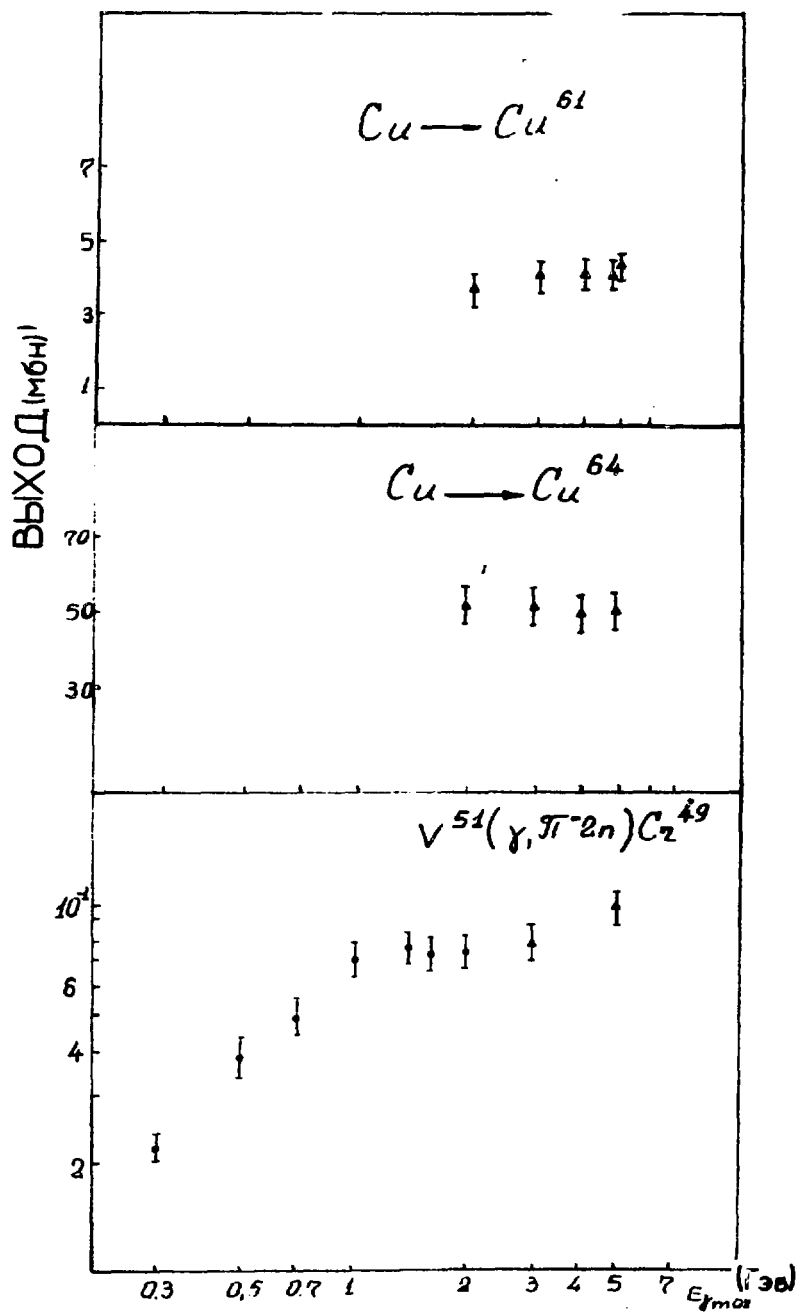
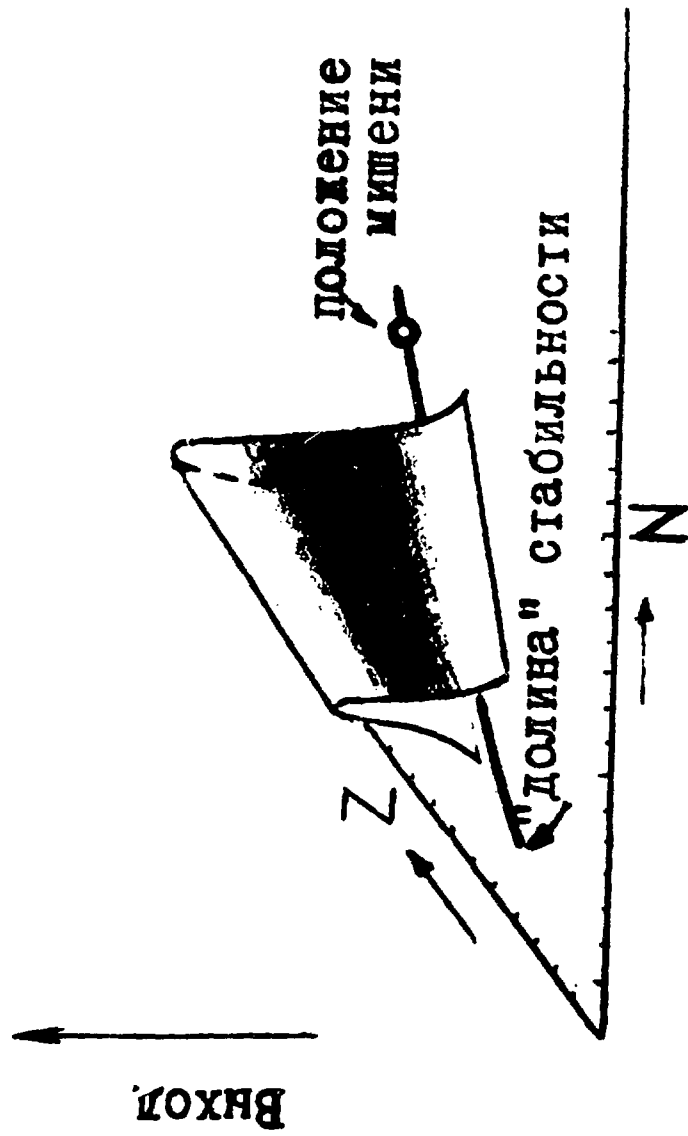


Рис.6



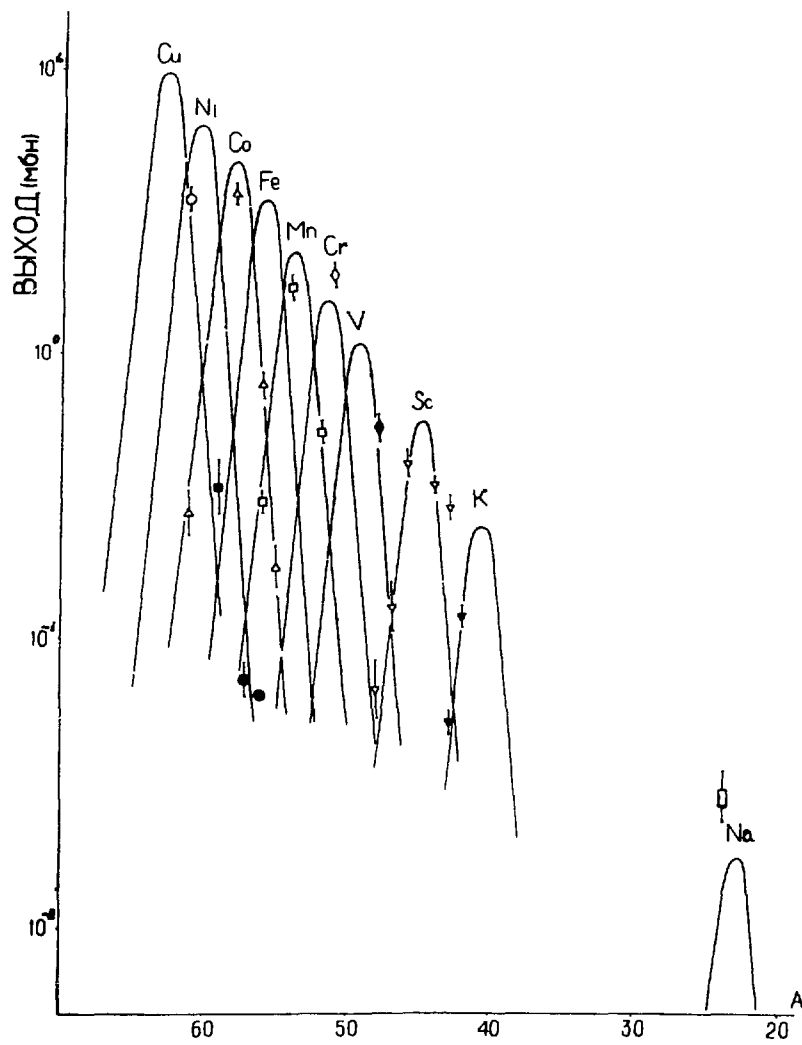


Рис. 8

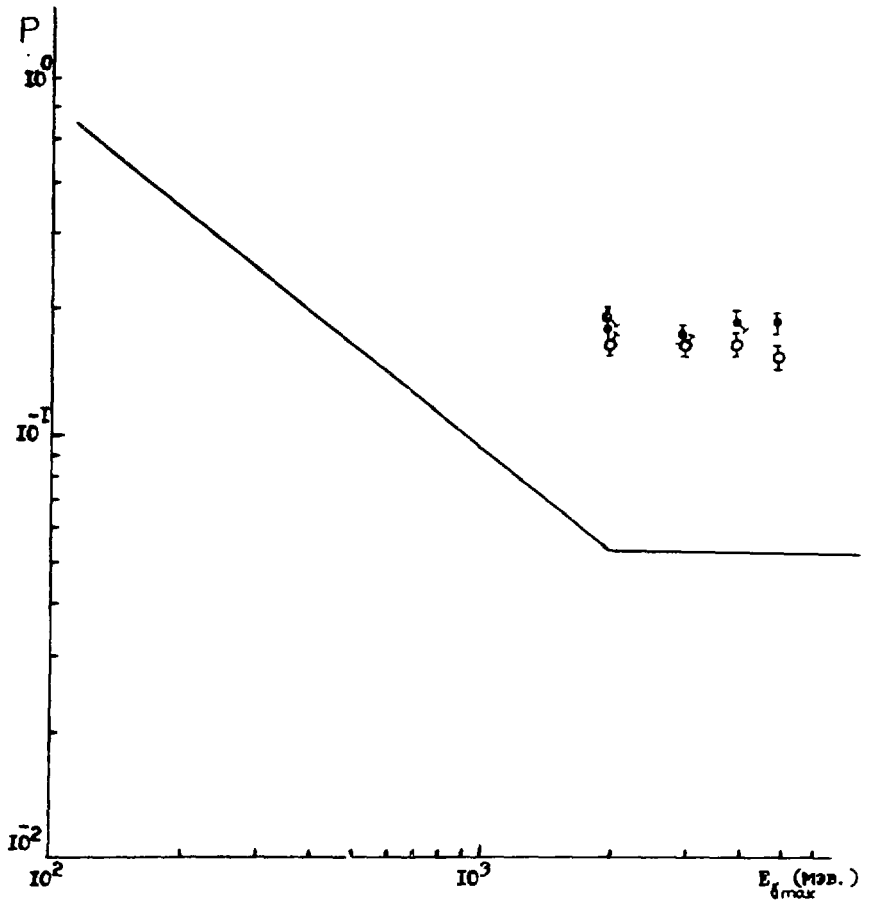


Рис. 9

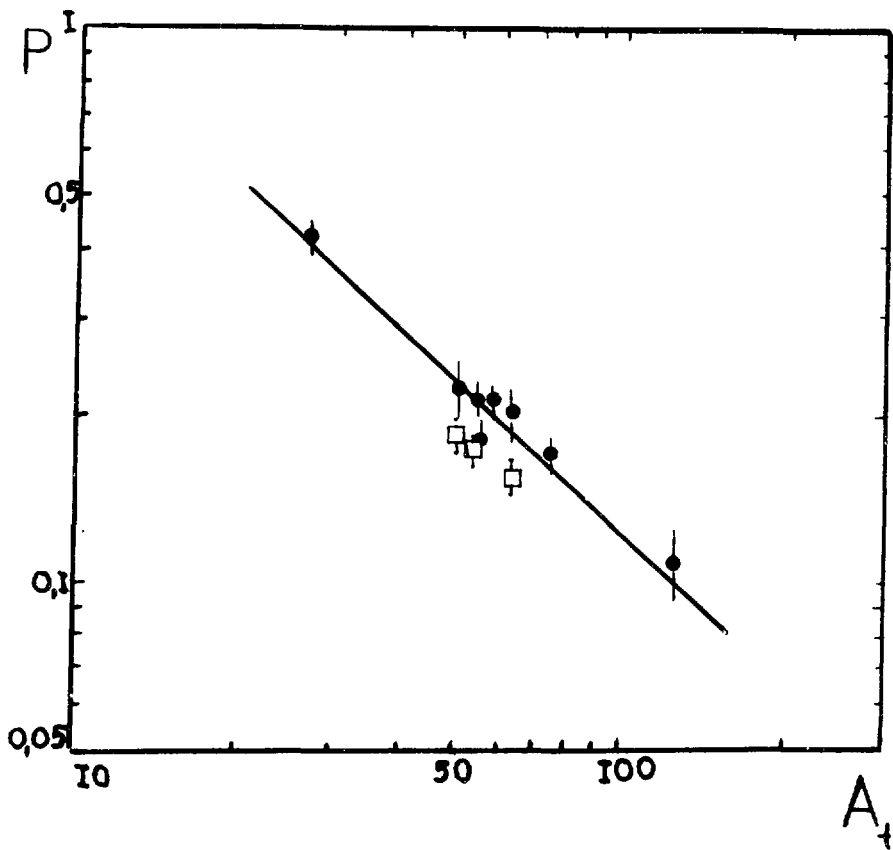


Рис.10

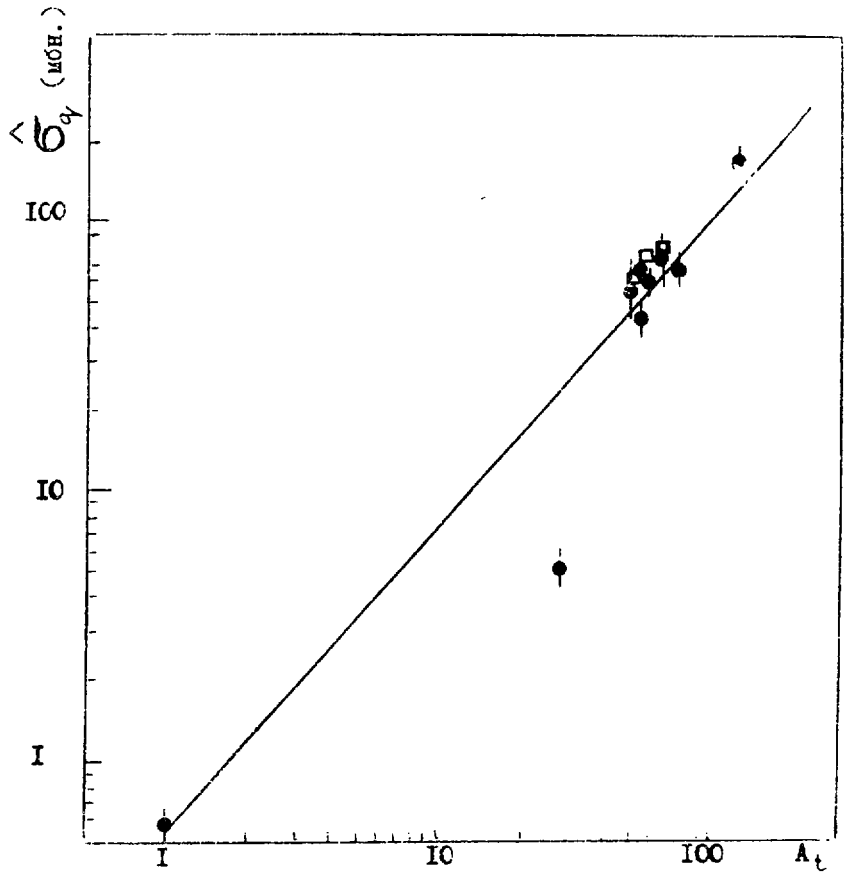


Рис.11

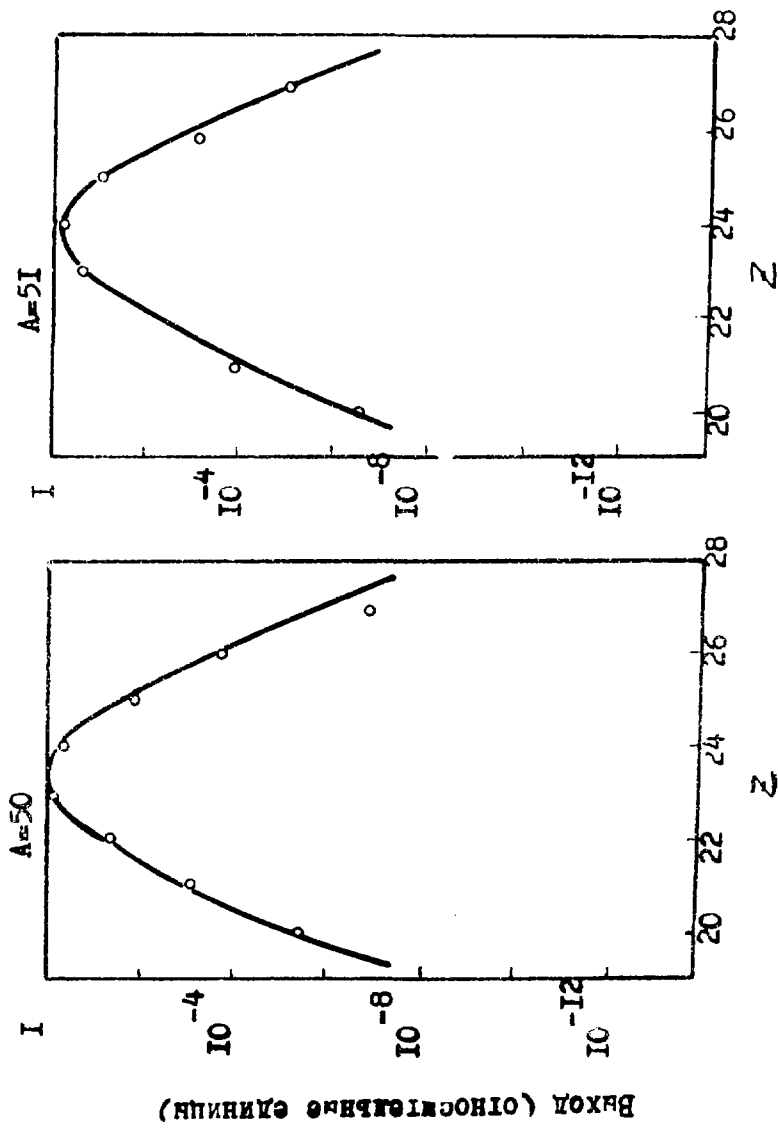


Рис. 12

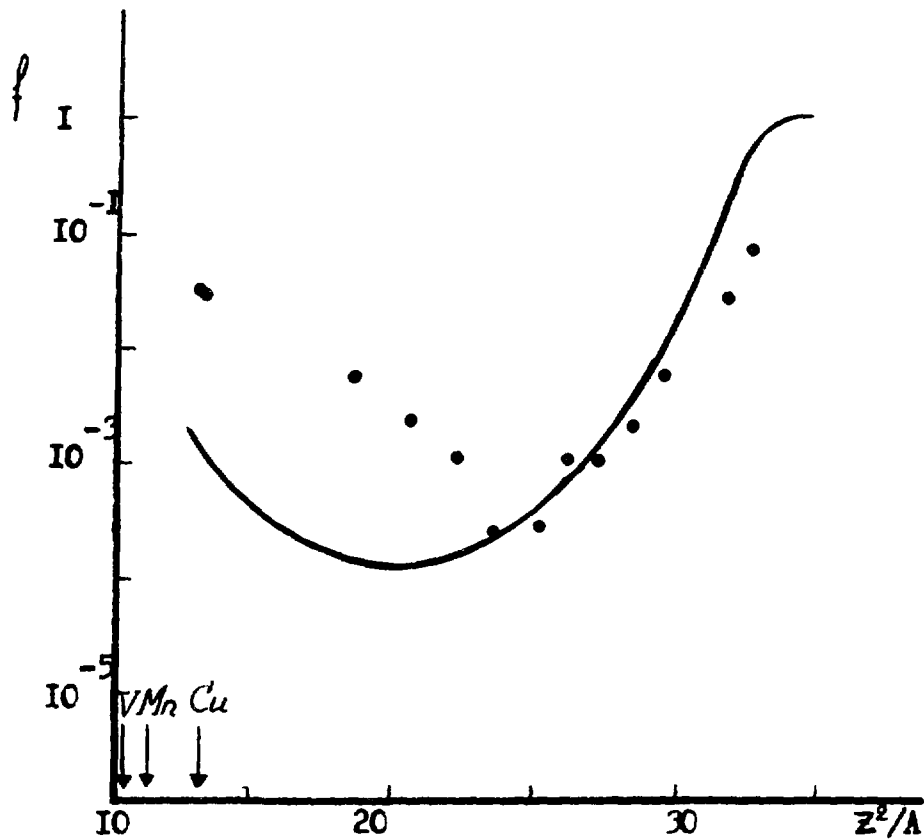


Рис.13

ЛИТЕРАТУРА

1. G.J.Kumbartzki, U.Kim, Ch.K.Kwan Nucl. Phys. 160, 237 (1971); G.J.Kumbartzki, U. Kim, Ch.K.Kwan Nucl.Phys.176, 23 (1971).
2. G.G.Jonsson, B. Persson Nucl.Phys. A157, 32 (1970).
3. Г.А.Вартапетян и др. ЯФ 17, 685 (1973).
4. J.E.Cline IEEE Trans.Nucl.Sci.NS-15,198 (1968); G.Gaggero N.J.M. 94,481 (1971); McNelles Campbell N.J.M. 109, 241 (1973)
5. С.А.Балдин, Н.А.Вартанов и др. "Прикладная спектроскопия с полупроводниковыми детекторами" Москва, Атомиздат (1974).
6. K.Tesch Nucl.Instr.Meth. 95,245 (1971).
7. K.Lindgren, G.G.Jonsson Nucl.Phys.A197, 71 (1972).
8. Г.А.Вартапетян и др. ЯФ 14, 65 (1971).
9. H.G.de Carvahlo, V.D.Napoli et al.Nucl. Phys.A126, 505 (1969).
10. G.Rudstam Zs. Naturf. 21a, 1027 (1966)
11. G.Rudstam "Spallation of medium weight elements" Uppsala (1956); N.Metropolis et. al. Phys.Rev.110, 185 (1958); N.Metropolis

- et.al.Phys.Rev. 110, 205 (1958); K.Chen et al. Phys.Rev. 166, 949 (1968); E.T.Hunter, J.M.Miller Phys.Rev.115, 1053 (1959); В. Н.Мехедов .Диссертация.Дубна (1954).
12. В.С.Барашенков "Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами" стр.447-449, Атомиздат (1972).
 13. Т.А.Габриел, R.G.Alsmiller Phys.Rev. 182, 1035 (1969).
 14. К.К.Гудима, А.С.Ильинов и др. ОИЯИ P2-4661 (1969).
 15. В.С.Барашенков и др. ОИЯИ P2-7702, (1974).
 16. R.L.Folger et al. Phys.Rev.98, 107 (1955); J.M.Miller, J.Hudis Ann.Rev.Nucl.Sci. 9, 159 (1959); E.Belmont, J.M.Miller Phys. Rev. 95, 1554 (1954).
 17. I.Halpern et al. Phys.Rev. 97, 1327 (1955).
 18. K.Lindgren, G.G.Jonsson LUNP-7212 (1972).
 19. G.Rudstam Nucl.Phys.A126, 401 (1969).
 20. N.T.Póirile Phys.Rev. 141, 1082 (1966); I.Dostrovsky et al. Phys.Rev.,139, B1513 (1965); V.P.Grespo et al. Phys.Rev. 131, 1763 (1963).

21. C.B.Fulmer et al. Phys.Rev. C2, 1371 (1970).
22. J.R.Nix and E.Sassi. Nucl.Phys. 81, 61 (1966).
23. T.Methasiri, S.A.E.Johansson Nucl. Phys. A167, 97 (1971).

Рукопись поступила 24-го июля 1975 г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С. Абрамян

Заказ 370

ВФ-03179

Тираж 299

Подписано к печати 26/XI-75г. Формат издания 30x40
уч.изд.л.Ц.18к.

Отпечатано на ротапринтере
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Мар-
каряна 2