

2

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

8118108513

ЕФИ-417(24)-80

Р.О.АВАКЯН, Э.О.АВАКЯН, А.Э.АВETИСЯН,
Н.З.АКОПОВ, С.С.ДАНАГУЛЯН, В.С.ЕГАНОВ,
А.М.ЗВЕРЕВ, И.Х.КОСАКОВ, Г.О.МАРУКЯН,
Р.М.МИРЗОЯН, А.А.ОГАНЕСЯН, М.А.ОГАНЕСЯН,
Ж.В.ПЕТРОСЯН, С.П.ТАРОЯН, Г.М.ЭЛБАКЯН,
А.Г.ИСКАНДАРЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ $\gamma A \rightarrow Bx$ С
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПУЧКА КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ԵՐԵՎԱՆ

Р.О.АВАКЯН, Э.О.АВАКЯН, А.Э.АВETИСЯН, Н.З.АКОПОВ,
С.С.ДАНАГУЛЯН, В.С.ЕГАНОВ, А.М.ЗВЕРЕВ, И.Х.КОСАКОВ,
Г.О.МАРУКЯН, Р.М.МИРЗОЯН, А.А.ОГАНЕСЯН, М.А.ОГАНЕСЯН,
Ж.В.ПЕТРОСЯН, С.П.ТАРОЯН, Г.М.ЭЛЕАКЯН, А.Г.ИСКАНДАРЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ДЛЯ
ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ $\gamma A \rightarrow \beta X$ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ПУЧКА КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ

Приводится описание методики для измерения энергетической зависимости различных параметров реакции $\gamma A \rightarrow \beta X$ с использованием когерентного тормозного излучения. Показаны результаты расчета некоторых характеристик пика в спектре фотонов, полученные методом вычитания когерентного пика. Описана экспериментальная установка, представляющая из себя пробный телескоп с широким энергетическим охватом, работающая в линию с ЭВМ. Приведены результаты расчета характеристик установки методом Монте-Карло. Показана работоспособность установки в реальных фоновых условиях на пучке.

Ереванский физический институт

Ереван 1980

N.Z.AKOPOV, E.O.AVAKYAN, R.O.AVAKYAN, A.E.AVETISYAN,
S.S.DANAGULYAN, V.S.EGANOV, G.M.ELBAKYAN, A.G.ISKANDARYAN,
I.Kh.KOSAKOV, G.O.MARUKYAN, R.M.MIRZOYAN, A.A.OGANESYAN,
M.A.OGANESYAN, Zh.V.PETROSYAN, S.P.TAROYAN, A.M.ZVEREV

EXPERIMENTAL SET-UP AND TECHNIQUE FOR INVESTIGATION
OF REACTION $\gamma A \rightarrow bX$ USING QUASI-MONOCHROMATIC
POLARIZED PHOTON BEAM

A technique for measuring the energy dependence of various parameters of reaction $\gamma A \rightarrow bX$ using the coherent bremsstrahlung radiation is described. Calculation results of some characteristics of the photon spectrum peak are obtained by the method of subtracting the coherent peak. The experimental set-up represents a wide-range telescope that operates on-line with a computer. Characteristics of the set-up are calculated by the Monte-Carlo technique. The set-up efficiency under the beam real background conditions is shown.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1980

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФН-417(24)-80

Р.О.АВАКЯН, Э.О.АВАКЯН, А.Э.АВETИСЯН, Н.З.АКОПОВ,
С.С.ДАНАГУЛЯН, В.С.ЕГАНОВ, А.М.ЗВЕРЕВ, И.Х.КОСАКОВ,
Г.О.МАРУКЯН, Р.М.МИРЗОЯН, А.А.ОГАНЕСЯН, М.А.СГАНЕСЯН,
Ж.В.ПЕТРОСЯН, С.П.ТАРОЯН, Г.М.ЭЛБАКЯН, А.Г.ИСКАНДАРЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ДЛЯ
ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ $\gamma A \rightarrow \nu x$ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ПУЧКА КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ

Ереван 1980

© *Ереванский физический институт, 1980*

Введение

Настоящая работа посвящена описанию методики, с помощью которой исследовалась реакция $\gamma A \rightarrow pX$ для определенной энергии \bar{K} первичных фотонов, экспериментальной установки для регистрации протонов с энергией $T_p \simeq (100+230)$ Мэв, расчетов характеристик установки, способа обработки экспериментальных данных и извлечения физических результатов (дифференциальное сечение и асимметрия сечения).

Метод вычитания когерентного пика

Как отмечалось нами в работе [1], исследование инклюзивных реакций в зависимости от энергии фотона представляет трудную экспериментальную задачу из-за непрерывного характера спектра фотонов. Используемые в этом случае способы монохроматизации, такие как метод "вычитания на краю спектра" и метод "меченых фотонов", оказываются малоэффективными при измерении дифференциальных сечений.

Однако, помимо этих двух методов существует еще один способ монохроматизации фотонов, который применялся в работах [2,3]

Этот метод основан на использовании явления когерентного тормозного излучения быстрых электронов, проходящих через кристаллическое вещество. Особенность этого излучения заключается в том, что при определенной ориентации кристалла относительно направления движения электрона в спектре тормозного излучения возникает квазимонохроматический пик. Причем фотоны в области так называемого когерентного пика обладают значительной степенью поляризации [4]. Значение пиковой энергии фотонов $K^{пик}$ можно менять путем установки нужного угла ориентации кристалла.

Оказывается, что используя одну и ту же мишень, например, алмаз, можно получить поляризованные фотоны с вектором поляризации, лежащим как в плоскости реакции, так и перпендикулярным ей [5]. При этом спектры фотонов, полученные на кристалле алмаза для различных ориентаций вектора поляризации фотонов (\perp -ной или \parallel -ной), совпадают между собой. Это, в свою очередь, означает совпадение также и величин поляризации фотонов в обоих случаях.

Наличие квазимонохроматических поляризованных фотонов позволяет проводить измерение дифференциальных сечений инклюзивных реакций типа $\gamma A \rightarrow \nu X$ и одновременно с ними асимметрии сечения в зависимости от энергии фотонов. Выделение ограниченного интервала энергии фотонов производится методом вычитания когерентного пика. Этот метод заключается в том, что выход реакции, соответствующий данной энергии фотонов \bar{K} , получается вычитанием выхода от обычного тормозного спектра (дезорientированный кристалл) из выхода от спектра с когерентным пиком. Производя вычитание когерентного пика при двух ориентациях вектора поляризации, можно вычислить сечение реакции в виде

$d\theta \sim \frac{y^+ + y^- - 2y^*}{2}$ и асимметрию сечения в виде
 $\Sigma \sim \frac{y^+ - y^-}{y^+ + y^- - 2y^*}$. Здесь y^+ и y^- означают выходы реакции при I -ной и II -ной поляризации фотонов соответственно, а y^* - выход реакции при дезориентированном кристалле. Энергетическая зависимость $d\theta$ и Σ от \bar{K} измеряется путем изменения пиковой энергии фотонов $K^{пик}$ в когерентном спектре.

Способы мониторинга

При измерении энергетической зависимости параметров реакции методом вычитания когерентного пика особое значение имеет вопрос мониторинга. В данном эксперименте, где нами использовался этот метод, мы производили мониторинг как на число эквивалентных γ -квантов Q , так и на число электронов N_e , попадающих на мишень и соответствующих выводимому фотонному пучку. Эти два способа мониторинга подробно обсуждались в [1]. Здесь мы только покажем более подробно измеренные спектры $K \frac{dN}{dK}$, приведенные к одинаковому числу электронов N_e (рис.1). Как видно из рис.1, участки спектров вне когерентного пика хорошо совпадают при различных $K^{пик} = 1.0, 2.0$ и 2.8 Гэв между собой и со спектром от дезориентированного кристалла. Это совпадение позволяет производить непосредственное вычитание выходов реакции без предварительной процедуры пересчета, о которой говорится в [1].

Отметим, что когерентные спектры рис.1 получены от алмазной мишени толщиной 100 микрон, имеющей ориентацию [100], методом "эффекта точки".

Обработка тормозных спектров

Экспериментально измеренные спектры тормозных фотонов (рис.1) были поправлены на эффективность парного спектрометра, после чего было проведено их фитирование по методике, описанной в [6]. В результате фита находилось наилучшее описание экспериментальных точек заданной аналитической формой. Значение χ^2 на точку при этом было $\approx (1.4+1.6)$. Далее с помощью специальной программы на ЭВМ было произведено вычитание когерентного пика для различных $K^{пик}$ и вычислены следующие характеристики аналогично [3].

1. Число фотонов в вычтенном пике

$$N_{\gamma} = \int_{k_1}^{k_2} \left(\frac{dN}{dk} - \frac{dN^*}{dk} \right) dk$$

2. Средняя энергия фотонов в пике

$$\bar{K} = \int_{k_1}^{k_2} K \left(\frac{dN}{dk} - \frac{dN^*}{dk} \right) dk / \int_{k_1}^{k_2} \left(\frac{dN}{dk} - \frac{dN^*}{dk} \right) dk$$

3. Средняя поляризация фотонов в пике

$$\bar{P}_{\gamma} = \int_{k_1}^{k_2} P(k) \left(\frac{dN}{dk} - \frac{dN^*}{dk} \right) dk / \int_{k_1}^{k_2} \left(\frac{dN}{dk} - \frac{dN^*}{dk} \right) dk$$

4. Ширина ΔK на полувысоте пика в спектре $K \left(\frac{dN}{dk} - \frac{dN^*}{dk} \right)$

5. Площадь второго когерентного пика относительно первого S_2/S_1 .

Здесь: K_1 и K_2 - границы когерентного пика

$\frac{dN}{dk}$ - спектр фотонов с когерентным пиком

$\frac{dN^*}{dk}$ - спектр фотонов без когерентного пика

$P(K)$ - значение поляризации фотонов с энергией K , вычисленное по [7].

Результаты вычисления на ЭВМ приведены в таблице I. Из этих данных следует, что:

1. Ширина ΔK слабо зависит от $K^{пик}$.
2. $\bar{K} < K^{пик}$ из-за несимметричной формы когерентного пика.
3. Число фотонов N_γ резко падает с увеличением $K^{пик}$.
4. \bar{P}_γ имеет значительную величину и уменьшается с $K^{пик}$ от $\sim 50\%$ до $\sim 30\%$.
5. Величина S_2/S_1 незначительна. Очевидно, что $N_\gamma(\bar{I}_{пик})/N_\gamma(I_{пик})$ будет еще меньше.

Относительная ошибка в определении N_γ оценивается в $\pm(6+8)\%$, а в определении \bar{P}_γ - в $\pm(10+12)\%$.

Экспериментальная установка

Общая схема экспериментального оборудования показана на рис.2. Пучок фотонов, образованных ускоренными электронами на алмазной мишени, установленной в гониометрической системе (Г), формируется коллиматором (К) (размер отверстия $3,3 \times 3,3 \text{ мм}^2$), очищается магнитом (OM_1) и выводится в экспериментальный зал. Здесь он очищается от ореола, сопровождающего ядро пучка с помощью коллиматора (K_2) (размер отверстия $10 \times 10 \text{ мм}^2$) и очищающего магнита (OM_2), проходит через вакуумную систему парного спектрометра (ПС) и попадает на экспериментальную мишень (ЭМ). В месте расположения мишени пучок имеет в поперечном сечении размеры $10 \times 10 \text{ мм}^2$. После прохождения через ЭМ пучок по пучкопроводу достигает квантометра Вильсона

(КВ), расположенного в могильнике. Телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков (МС), используемый в качестве относительно-го монитора, направлен под углом $\sim 30^\circ$ к оси пучка на выходе из пучкопровода, где установлена алюминиевая фольга толщиной 100 микрон. Для уменьшения фона в зале и потерь пучка весь путь его транспортировки находится под вакуумом $\sim 10^{-2}$ мм.рт.ст. Для измерения числа электронов N_e использовался датчик D_e расположенный в кольцевой камере ускорителя [8].

Регистрация заряженных частиц, родившихся в ЭМ, производилась с помощью пробегового телескопа (ПТ), отдельно показанного на рис.3. ПТ состоит из десяти сцинтилляционных счетчиков ($C_1 + C_3$), $R_1 + R_7$, между которыми расположено восемь поглотителей ($\Pi_0 + \Pi_7$). Весь телескоп геодезическим способом устанавливался под углом 100° относительно направления γ -пучка так, чтобы ось телескопа пересекала ось пучка в геометрическом центре мишени. Точность установки угла оценивается в $\pm 20'$. Телесный угол установки составляет

$$\Delta\Omega = 1.95 \cdot 10^{-3} \text{ стерадиан.}$$

Сцинтилляционные счетчики телескопа изготовлены из пластического сцинтиллятора на основе полистирола. Во всех счетчиках использовались фотоумножители типа ФЭУ-30, которые тщательно отбирались по критерию максимальности амплитуды выходного сигнала.

Счетчик C_1 служил апертурным счетчиком, определяющим телесный угол установки. Поглотитель Π_0 располагался между C_2 и C_3 , а каждый из остальных поглотителей - между счетчиками каждой следующей пары (C_3 и R_1 , R_1 и R_2 и т.д.). Для упрощения последующих расчетов и уменьшения соот-

ветствующих ошибок поглотители были изготовлены из того же вещества, что и сцинтилляторы счетчиков. Геометрические размеры счетчиков и поглотителей приведены в таблице 2. Их толщины подбирались таким образом, чтобы количество вещества в мишени, счетчиках C_1 , C_2 и поглотителе P_0 определяло минимально требуемую кинетическую энергию T_p^{min} регистрируемых протонов, а количество вещества во всей установке (кроме R_7) их максимальную энергию T_p^{max} . Наличие в установке семи секций (поглотитель + счетчик) позволило разбить весь интервал $T_p^{max} - T_p^{min}$ на семь подынтервалов с шагом 20 Мэв. Определение энергии протона осуществлялось фиксацией места его остановки, т.е. номером секции. Нумерация секций идет вдоль движения частицы.

С целью максимального приближения к условиям эксперимента измерение эффективности регистрации счетчиков проводилось прямо на установке для заряженных частиц, рождающихся в ядерной мишени. Эффективность ϵ вычислялась из отношения $\epsilon = N_3/N_2$, где N_3 - число тройных совпадений между исследуемым счетчиком, счетчиком C_3 , дополнительным счетчиком A и счетчиком R_7 в режиме антисовпадения, а N_2 - это то же число совпадений без исследуемого счетчика. Счетчик A имел сцинтиллятор с размерами $2.5 \times 2.5 \times 0.1$ см³, приклеенный прямо к торцу ФЭУ-30. Он располагался каждый раз за исследуемым счетчиком. Очевидно, что при такой логике измерения каждый счетчик исследовался именно в том интервале энергий π -мезонов и протонов, в котором он обеспечивал их регистрацию во время эксперимента. Небольшая разница в энергиях (~ нескольких Мэв), обусловленная толщиной сцинтиллятора в счетчике A , при этом несущественна. Значения рабочего порога дискриминации ($P_{раб}$), рабочего

напряжения питания $U_{раб}$ и ϵ для центральной области счетчика приведены в таблице 3. Как видно из таблицы, значения ϵ у всех счетчиков близки к 100%. Статистическая точность величины $\epsilon \sim 3\%$. Специальное измерение ϵ в различных местах сцинтиллятора (это достигалось изменением положения счетчика А) показало, что неоднородность эффективности по поверхности радиатора в худшем случае (для R_7 с наибольшими размерами) составляет $\sim \pm 3\%$.

В эксперименте были использованы мишени из веществ C^{12} , Cu^{64} и Pb^{207} . Толщины мишеней выбирались так, чтобы обеспечить достаточно быстрый набор необходимой статистики, не превышая при этом величину $\sim 0.1 + 0.2$ радиационной длины, чтобы поглощение пучка фотонов было небольшим. Все мишени располагались в держателе так, чтобы угол между её передней поверхностью и осью пучка составлял 125° . Все необходимые характеристики мишеней приведены в таблице 4,

Блок-схема электроники

Блок-схема электроники эксперимента показана на рис.4. Мастерный импульс вырабатывался в результате совпадения сигналов со счетчиков C_1 , C_2 , C_3 и антисовпадением сигнала со схемы совпадений CC_1 . В свою очередь импульс на выходе CC_1 вырабатывался в результате совпадения сигналов от C_1 , C_2 , C_3 и R_7 . Таким образом составленная логика позволяла регистрировать частицы в заданном интервале энергий $T_{min} \div T_{max}$. Для более полной информации в блок-схеме был создан канал задержанных совпадений для счета числа случайных совпадений. Использование схем стробоскопических совпаде-

ний ССС позволяло определять место остановки частицы в установке путем стробирования информации со счетчиков $R_1 \div R_6$.

С помощью пересчетных приборов (ПП) измерялось число мастеров N_M , засылаемых на ЭВМ, число случайных совпадений N_M^{ca} , число строб-совпадений и числа совпадений N_T и N'_T в мониторном телескопе $T_1 \div T_3$ (МС на рис.2). Гейт-генератор $\Gamma \Gamma_1$, служил для открывания дискриминаторов-формирователей $D\Phi_1 \div D\Phi_3$ на время медленного вывода пучка.

Наиболее важной функцией блок-схемы было осуществление амплитудного анализа. Амплитудный анализ информации со счетчиков C_1 и C_2 производился с помощью двух преобразователей амплитуда-код (БАП-1 и БАП-2) с максимальным числом каналов 4095. Числовой код, пропорциональный амплитуде, с выходов БАП-ов через 12-ти разрядную магистраль передавался на блок управления (БУ), а затем на ЭВМ. Каждый из БАП-ов имел достаточно большой пьедестал для обеспечения хорошей линейности. Правильность работы цепей амплитудного анализа непрерывно контролировалась с помощью схемы контрольного анализа, состоявшего из линейных ворот (ЛВ), усилителя формирователя (УФ) и анализатора импульсов (АИ). По окончании каждого набора амплитудные спектры с АИ выводились на цифропечать.

Гейт-генератор $\Gamma \Gamma_2$ служил для блокирования логической электроники на время передачи информации в ЭВМ.

Блок управления (БУ) представлял собой устройство, осуществляющее логическое управление, очередность передачи амплитудной и стробоскопической информации, а также связь с ЭВМ.

Отметим, что перед набором статистики была проведена тщательная настройка блок-схемы и калибровка каналов амплитудного

анализа (БАП + БУ + ЭВМ) с помощью стандартных сигналов от генератора импульсов. В качестве иллюстрации на рис.5 приведена калибровочная кривая одного из каналов. Здесь по оси абсцисс отложена амплитуда входного сигнала в вольтах, по оси ординат - номер канала БАП-а. Из рисунка видна хорошая линейность канала вплоть до амплитуды 2.1в (2100 канал). Абсолютное разрешение составляло $\sim 15-20$ каналов.

Загрузочные характеристики установки

Одной из важных характеристик установки, работающей в условиях интенсивного пучка является та область интенсивности, внутри которой выход реакции остается неизменным. В нашем эксперименте перед началом набора статистики проводилось измерение указанной характеристики для всех экспериментальных мишеней с целью определения допустимой верхней границы интенсивности γ -пучка. Результаты измерений приведены на рис.6, из которого видно, что вплоть до интенсивности $\sim 10^9$ экв. γ -кв^{сек} имеет место постоянство выхода для всех мишеней. Стрелкой на рис.6 показана средняя рабочая интенсивность, которая составляла $\approx 3 \cdot 10^8$ экв. γ -кв^{сек}, т.е. установка эксплуатировалась в заведомо нормальных условиях.

Длительность растяжки τ_p выведенного γ -пучка составляла во время эксперимента (3 + 3.5) мсек, а частота срабатывания ускорителя - 50 гц. При этом число случайных совпадений оказалось незначительным, оно не превышало 1%.

Контроль стабильности работы установки

В эксперименте проводился непрерывный контроль за работой

всех узлов установки. Напряжение питания делителей ФЭУ проверялось каждые 10-15 минут с помощью цифрового вольтметра ВК-7-10А/1, позволяющего измерять напряжение с точностью до 1 в. Стабильность работы счетчиков проверялась периодическим измерением в идентичных условиях их загрузок, которые в пределах ошибок совпадали. Благодаря связи установки с ЭВМ в режиме "on line" производилась непрерывная обработка поступающей информации, в результате чего в конце каждого набора статистики мы знали значения эффективности регистрации ϵ для счетчиков $R_1 + R_6$, которые совпадали с ранее измеренными и практически не изменялись на протяжении всего эксперимента.

Положение пиков в гистограммах для данной мишени также не изменялось от набора к набору. Это говорило о стабильности работы счетчиков C_1 и C_2 , а также всей блок-схемы и системы связи с ЭВМ. Стабильность положения пиков контролировалась визуально по картинке на экране амплитудного анализатора "DIDAC".

Перед каждым набором (через 1 + 1.5 часа) проводилось измерение тормозного спектра с целью убедиться в правильности положения когерентного пика. Этот контроль показал, что максимальное отклонение пика, обнаруженное в эксперименте, составляло не более 100 Мэв.

Стабильность параметров пучка проверялась по картинке на экране двухлучевого осциллографа С1-15, на один вход которого подавался воротный импульс от $\Gamma \Gamma_1$, а на другой - импульсы от сцинтилляционного счетчика, установленного вблизи пучкопровода.

Кроме того, непрерывно измерялись значения Q и N_e , при чем отношение Q/N_e для данной мишени и $K^{пик}$ оставалось постоянным в пределах 10%. Это указывало на постоянство условий вывода фотонного пучка, что очень важно при использовании метода вычитания когерентного пика.

В течение эксперимента все узлы установки работали безотказно.

Измерения и обработка результатов

Измерения в эксперименте проводились при угле рождения протонов из реакции $\gamma A \rightarrow pX$ $\theta_{пр} = 100^\circ$ в л.с. на ядрах C^{12} , Cu^{64} и Pb^{207} при $K^{пик} = 1.0, 2.0$ и 2.8 Гэв (для \perp -ной и \parallel -ной ориентации вектора поляризации в отдельности), а также при обычном тормозном спектре. Установка выделяла протоны в интервале кинетической энергии $T_p \approx (100+230)$ Мэв. Благодаря связи установки "on line" с ЭВМ ЕС-1022 этот интервал разбивался на 7 подынтервалов с шагом ≈ 20 Мэв. Для этого была создана программа приема и предварительной обработки информации. На рис.7 для иллюстрации приведены типичные гistogramмы числа событий в зависимости от ионизационных потерь в счетчике C_2 . По оси абсцисс отложен номер канала БАП-а, а по оси ординат - число событий. Пики на гistogramмах соответствуют протонам с энергиями $\tilde{T}_p = 106, 126, 146, 164, 183, 203, 223$ Мэв (гistogramмы соответствуют увеличению энергии \tilde{T}_p от верхней к нижней). Идентификация протонного пика осуществлялась с помощью порогового черенковского счетчика из оргстекла ($\beta_{пор} = 0.67$) аналогично [9]. Слева от пика протонов имеется пик π^\pm -мезонов, который на рисунке доказан не полностью.

Отделение протонов от сопутствующих частиц проводилось на ЭВМ с помощью созданной для этой цели программы фита гистограмм. Программа основывалась на учете флуктуаций ионизационных потерь протонов в веществе счетчика [10].

Инвариантное сечение исследованной реакции

$$f = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = \frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dT} \quad \text{вычислялось из соотношения}$$

$$f = \frac{y^+ + y^- - 2y^*}{2N_\gamma N_A \Delta\Omega \Delta T \epsilon_1 \epsilon_2} \cdot \frac{1}{\bar{p}}$$

а асимметрия реакции из соотношения

$$\Sigma = \frac{1}{\bar{\Phi}_\gamma} \frac{y^+ - y^-}{y^+ + y^- - 2y^*}$$

Смысл величин y^+ , y^- и y^* объяснялся в начале работы

N_γ - число фотонов в вычтенном когерентном пике.

N_A - число ядер мишени

$\Delta\Omega$ - телесный угол установки

ΔT - энергетический охват

ϵ_1 - эффективность запуска установки

ϵ_2 - эффективность регистрации протонов установкой

$\bar{\Phi}_\gamma$ - средняя поляризация фотонов в пике

\bar{p} - средний импульс протона.

В случае обычного спектра фотонов вместо N_γ подставлялось число эквивалентных фотонов Q .

Значения всех необходимых величин можно найти в таблицах 1, 2, 4 и 5.

В таблице 5 приведены значения средней энергии протонов \bar{T}_p , соответствующие семи секциям установки, со своей сред-

неквадратичной ошибкой $\sigma(T_p)$, а также эффективность регистрации ε_2 протонов установкой. Величины $\bar{T}_p, \sigma(T_p)$ и ε_2 вычислялись методом Монте-Карло на ЭВМ БЭСМ-6. В программе расчета были учтены такие факторы, как геометрические размеры и расположение мишени и счетчиков, логика отбора событий, ионизационные потери в веществе установки, упругое и неупругое взаимодействие протонов, а также многократное рассеяние.

Значение $\varepsilon_1 = 0.991$, а для ΔT взято $\Delta T = 49 (T_p)$

Таблица I

К ^{пик}	Хар-ка	Гэв	Гэв	Отн.ед.	\bar{P}_x	S_e/S_1
	Гэв	\bar{K}	ΔK	N_x		
	1.0	0.69	0.44	124.0	0.479	0.172
	2.0	1.40	0.49	30.3	0.413	0.126
	2.8	1.95	0.51	11.9	0.297	0.123

Таблица 2

Раз- мер	C ₁	C ₂	C ₃	R ₁	R ₂	R ₃	R ₄	R ₅	R ₆	R ₇	П ₀	П ₁	П ₂	П ₃	П ₄	П ₅	П ₆	П ₇	
Вер- ти- каль	6	12	25	25	25	25	25	25	25	50	25	25	25	25	25	25	25	25	50
Гори- зон- галь	5	10	20	20	20	20	20	20	20	40	20	20	20	20	20	20	20	20	40
Гол- щи- на	0.5	2	2	2	2	2	2	2	2	1	3.55	0.64	1.03	1.39	1.70	1.99	2.38	3.68	

Таблица 3

Счетчик	C ₁	C ₂	C ₃	R ₁	R ₂	R ₃	R ₄	R ₅	R ₆	R ₇
Хар-ка										
Ц _{рас б}	1800	1700	1800	2000	1900	2000	2000	2000	1900	2200
П _{рас б}	0.2	0.07	0.07	0.20	0.15	0.10	0.20	0.15	0.05	0.12
ξ %	99.5	99.8	99.1	97.7	100.0	99.1	97.9	97.6	98.2	96.8

Таблица 4

Мишень	C ¹²	Cu ⁶⁴	Pb ²⁰⁷
Толщина см	2.37	0.366	0.147
Число ядер	$1.901 \cdot 10^{23}$	$0.3112 \cdot 10^{23}$	$0.044 \cdot 10^{23}$

Таблица 5

Номер секции	C ¹²		C ⁶⁴		P ₆ ²⁰⁷	
	$\bar{T}_p \pm \sigma(T_p)$	$\varepsilon_2 \pm \sigma(\varepsilon_2)$	$T_p \pm \sigma(T_p)$	$\varepsilon_2 \pm \sigma(\varepsilon_2)$	$\bar{T}_p \pm \sigma(T_p)$	$\varepsilon_2 \pm \sigma(\varepsilon_2)$
I	116.4±10.7	0.947±0.050	106.4±6.4	0.964±0.043	104.8±6.7	0.971±0.052
II	134.6±9.8	0.924±0.044	125.6±6.9	0.917±0.039	123.3±6.7	0.927±0.046
III	153.5±9.3	0.883±0.040	144.8±6.3	0.899±0.037	143.3±6.0	0.899±0.042
IV	172.6±9.0	0.852±0.037	164.1±6.3	0.861±0.034	162.7±6.1	0.865±0.039
V	190.5±8.8	0.829±0.035	183.2±6.3	0.825±0.033	182.2±6.8	0.812±0.035
VI	210.2±8.7	0.807±0.032	203.1±6.6	0.769±0.032	201.0±6.0	0.784±0.033
VII	229.3±8.4	0.779±0.031	223.0±6.7	0.755±0.030	221.7±6.4	0.755±0.031

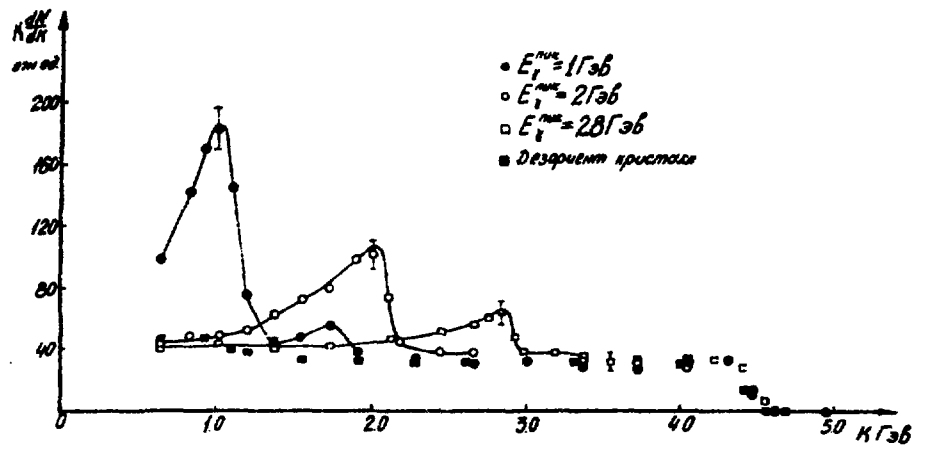


Рис. 1

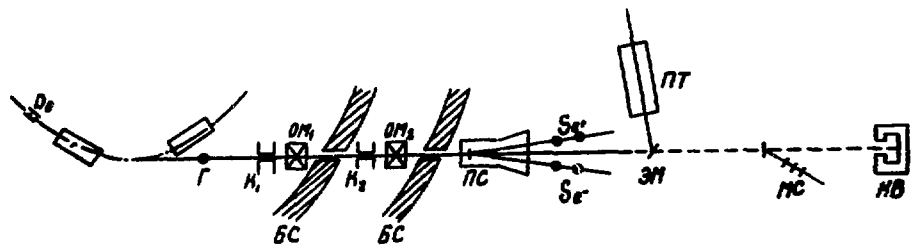


Рис. 2

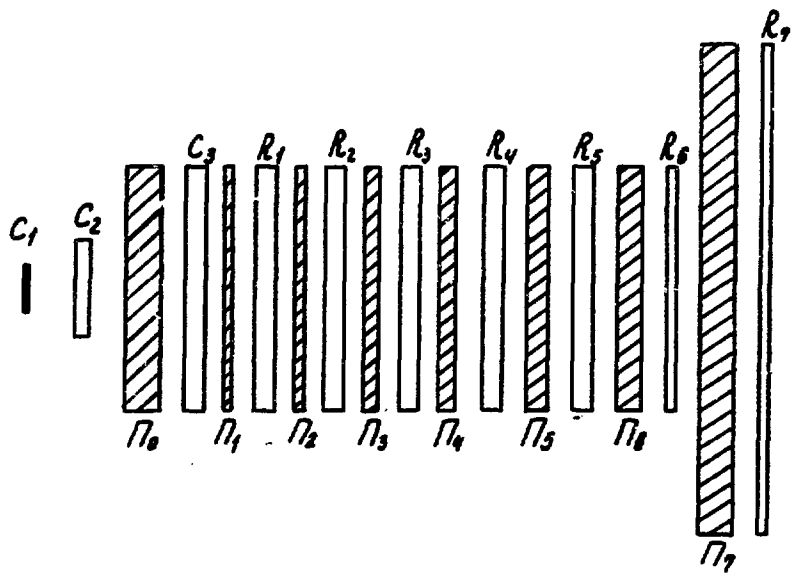


Рис. 3

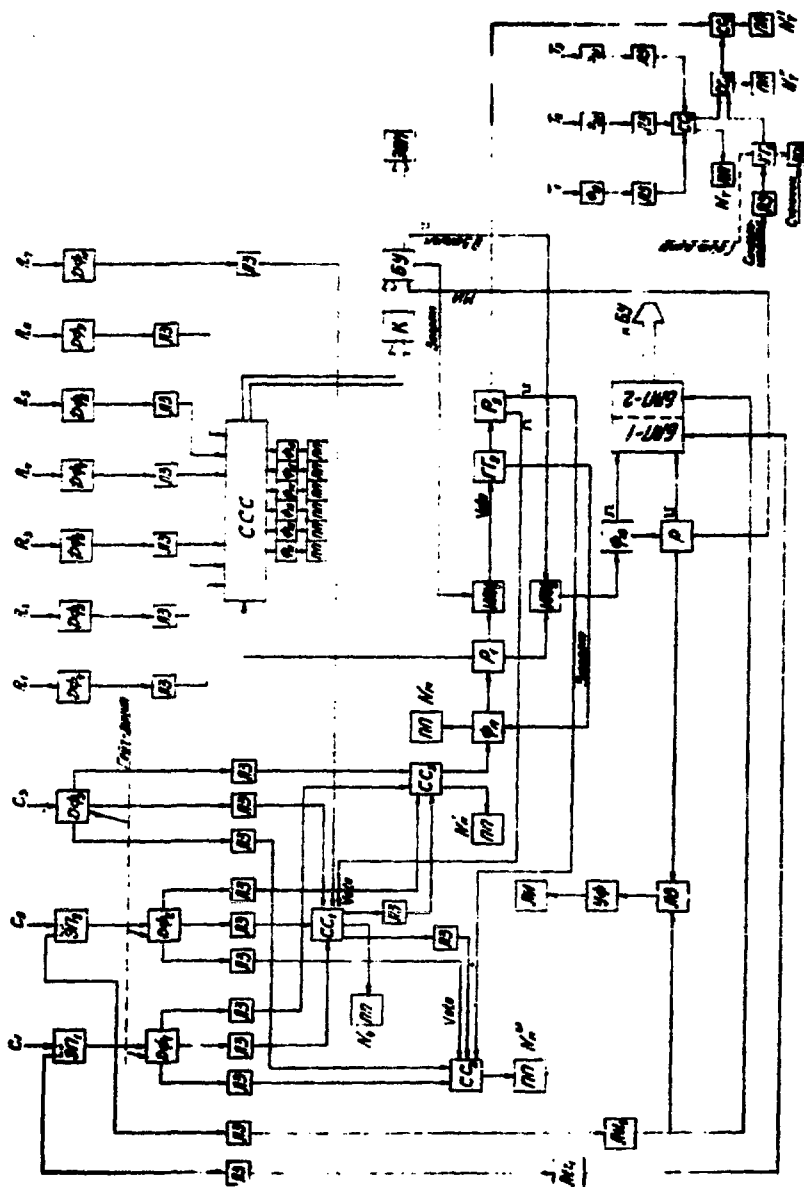


Рис. 4

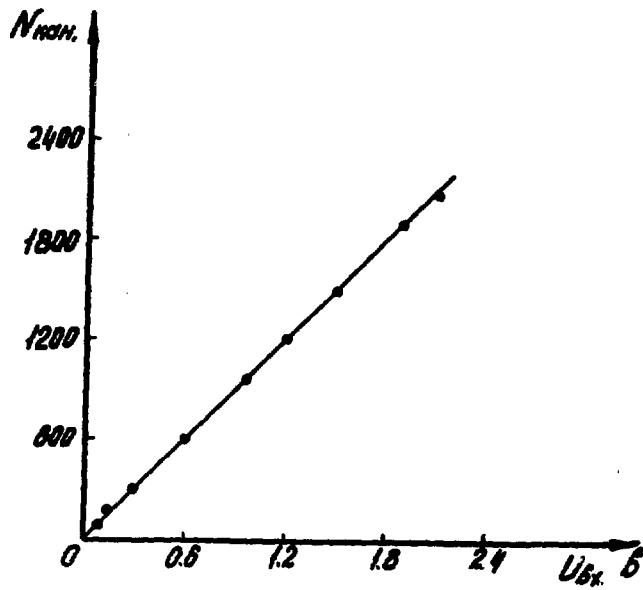


Рис.5

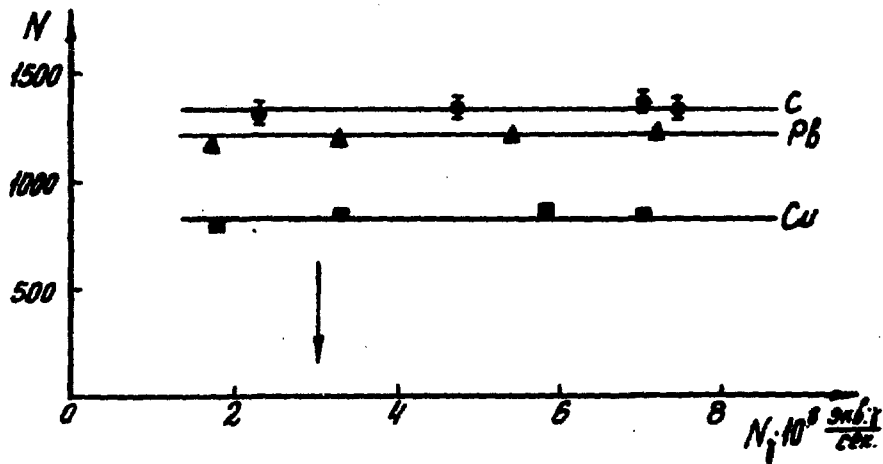


Рис.6

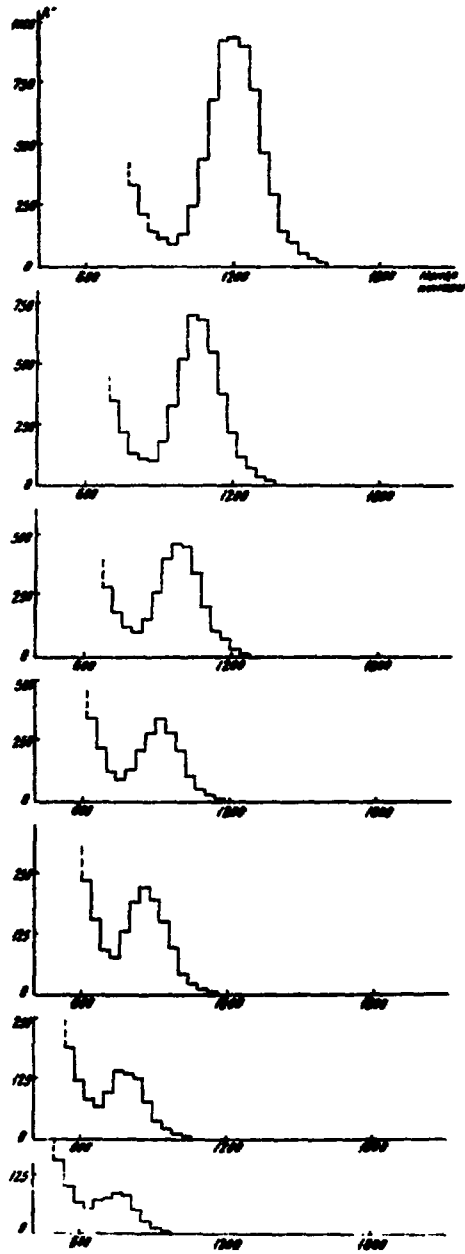


Рис.7

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Спектры $K \frac{dN}{dK}$ тормозных фотонов

Точки соединены от руки

Рис.2 Общая схема экспериментального оборудования

Рис.3 Схема пробного телескопа

$C_1 \div C_3$, $R_1 \div R_7$ - пластические сцинтилляционные счетчики

$\Pi_0 \div \Pi_7$ -поглотители

Рис.4 Блок-схема электроники эксперимента

Рис.5 Калибровочная кривая канала амплитудного анализа

Рис.6 Зависимость выхода реакции от интенсивности γ -пучка

• - C^{12} , ■ - Cu^{64} , ▲ - Pb^{207}

Точки соединены от руки.

Рис.7 Экспериментальные гистограммы числа событий в зависимости от величины ионизационных потерь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.О.Авакян и др. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 13, 343, 1978.
2. Р.О.Авакян и др. Научное сообщение ЕФИ-225(17)-77.
3. W.Kaune et al. Phys.Rev.D,11, 478, 1975
4. Р.О.Авакян и др. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 9, 252, 1974.
5. Р.О.Авакян и др. Изв.АН Арм.ССР, Физика,10, 61, 1975.
6. Н.З.Акопов, Г.А.Ососков. ОИЯИ Р11-8410, 1974.
7. Р.О.Авакян и др. ЕФИ-265(58)-77.
8. И.П.Карабеков и др. Научное сообщение ЕФИ-23(73),1973.
9. Р.О.Авакян и др. Научное сообщение ЕФИ-202(48)-(76),1976.
10. Б.Росси "Частицы больших энергий", Москва, 1955.

Рукопись поступила 14-го мая 1980 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 669

ВФ- 04239

Тираж 299

Препринт ЕФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 27/VI-80г. 2 уч.изд.л. Ц. 14 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2



индекс 3624