

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ԶԱՆՈՐԴՈՒՄ ՆԱՇՐԱԿ

НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—153(75)

5117404 666

Կ.Վ.ԱԼԱՆԱԿՅԱՆ, Մ.Դ.ԱՄԱՐՅԱՆ, Ր.Ա.ԴԵՄԻՐՇՅԱՆ,

Կ.Ս.ԵԳԻՅԱՆ, Մ.Տ.ՕԳԱՆԴՅԱՆՅԱՆ, Յ.Գ.ՇԱՐԱԲՅԱՆ

А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ  $\Lambda^+$ -МЕЗОНОВ

ФОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 3,0 ГЭВ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1975

ԵՐԵՎԱՆ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-153 (75)

К.В.АЛАНАКЯН, М.ДЖ.АМАРЯН, Р.А.ДЕМИРЧЯН

К.Ш.ЕГИЯН, М.С.ОГАНДЖАНИЯН, Ю.Г.ШАРАБЯН

А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ  
 $\eta^{\pm}$ -МЕЗОНОВ ФОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ  
3,0 ГЭВ

Ереван 1975

© *Ереванский физический институт, 1975*

УДК.539.172.3:539.126.343/344

Научное сообщение ЕФИ-153(75)

К.В. АЛАНАКЯН, М.Дж. АМАРЯН, Р.А. ДЕМИРЧЯН  
К.Ш. ЕГИЯН, М.С. ОГАНДЖАНЯН, Ю.Г. ШАРАБЯН

А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ

$\pi^{\pm}$ -МЕЗОНОВ ФОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ

3,0 ГЭВ

Приводятся экспериментальные данные по инклюзивному фоторождению  $\pi^{\pm}$ -мезонов с энергией  $E_{\pi} \geq 45$  Мэв в интервале углов  $45^{\circ} - 150^{\circ}$  при энергии тормозных фотонов  $(E_{\gamma})_{\text{макс}} = 2,5$  и  $3,5$  Гэв на ядрах  $C^{12}$ ,  $Al^{27}$ ,  $Cu^{63}$ ,  $S_n^{118}$  и  $Pb^{208}$ . Методом вычитаний получены угловые зависимости дифференциального сечения фотообразования  $\pi^{\pm}$ -мезонов на ядрах и А-зависимость проинтегрированного сечения при фиксированной энергии первичных фотонов  $E_{\gamma} = 3,0 \pm 0,5$  Гэв. Показано, что при указанных кинематических условиях в  $A^n$ -зависимости сечения фотообразования  $\pi^{\pm}$ -мезонов показатель  $n = 0,849 \pm 0,023$

Ереванский физический институт

Ереван 1975

Scientific Report ЕФН-153(75)

K.V.ALANAKYAN, M.D.AMARYAN,  
R.A.DEMIRCHYAN, K.Sh.EGIYAN,  
M.S.OGANDZHANYAN, Yu.G.SHARABYAN

A DEPENDENCE OF THE CROSS-SECTION  
OF MESONS PHOTOPRODUCTION AT  
3.0 GeV

Experimental data on the inclusive photoproduction of  $\pi^{\pm}$ -mesons with energies 45 MeV in  $(45^{\circ}-150^{\circ})$  interval from  $C^{12}$ ,  $Al^{27}$ ,  $Cu^{63}$ ,  $Sn^{118}$  and  $Pb^{208}$  nuclei are given for bremsstrahlung energies  $(E)_{\max} = 2,5$  and  $3.5$  GeV. The angular dependences of the differential cross section of photoproduction from nuclei and the A-dependence of the cross section at fixed energy of incident photons  $E = 30 \pm 0.5$  GeV are obtained by means of the subtraction procedure. The power n in the A-dependence of meson photoproduction cross section is shown to be  $0.849 \pm 0.023$  under the above kinematical conditions

Yerevan Physics Institute  
Yerevan, 1975

Исследования характера взаимодействия фотонов с ядрами в области энергий 2–4 Гэв путем измерения сечения полного адронного поглощения [1] показали, что связанная с эффектами экранировки величина  $A\sigma_{\text{эфф}}/A$  для данной энергии  $\gamma$ -квантов почти не зависит от атомного номера для ядер с  $A \geq 12$ .

Аналогичных исследований в указанной области энергий  $\gamma$ -квантов для различных каналов фотообразования адронов ( $\pi$ -мезонов, протонов и т.д.) имеется крайне мало. Так, в работе [2] впервые приведены данные об  $A$ -зависимости дифференциального по углу и энергии сечения фотообразования протонов при  $(E_{\gamma})_{\text{max}} = 4,0$  Гэв в узком интервале энергий и углов вторичных протонов. В этой работе было показано, что сечение растет быстрее, чем  $A$  в первой степени для ядер с  $A \leq 63$  и  $E_p = 124$  Мэв. В аналогичной работе [3], выполненной при  $(E_p)_{\text{max}} = 4,5$  Гэв в интервале энергий 100 ÷ 300 Мэв и углов  $45^\circ \div 135^\circ$  вторичных протонов на ядрах  $C^{12}$ ,  $Al^{27}$ ,  $Si^{63}$ ,  $S_n^{118}$  и  $Pb^{208}$ , показано, что при тех же кинематических условиях действительно наблюдается рост дифференциального сечения как  $A^n$ , где  $n > 1$ , для  $A \leq 63$  и почти как  $A$  в области  $63 \leq A \leq 208$ . При этом указанный быстрый рост для  $A \leq 63$  тем сильнее, чем больше угол и меньше энергия вторичных протонов. С уменьшением угла и увеличением энергии зависимость дифференциального сечения от  $A$  приближается к линейной.

В работе [4] приведены данные по  $A$ -зависимости дифференциального по углу и энергии сечения фотообра-

зования протонов с энергией от 0,49 до 1,53 Гэв и  $\pi^{\pm}$ -мезонов с энергией от 0,95 до 2,36 Гэв для углов вторичных частиц  $16^{\circ}$ ,  $25^{\circ}$  и  $38^{\circ}$  ( в с.д.м.) при  $(E_{\gamma})_{\text{max}} = 4,68$  Гэв и 3,68 Гэв. Полученные методом вычитания результаты этой работы на ядрах  $C^{12}$ ,  $Al^{27}$ ,  $Cu^{63}$ ,  $Ag^{108}$ ,  $Pb^{208}$ , для  $E_{\gamma} = 4,18 \pm 0,5$  Гэв показали, что при данном угле регистрации ( $16^{\circ}$ ) с увеличением энергии протонов показатель в  $A^n$ -зависимости сечения уменьшается ( $n = 0,98 \pm 0,12$ ;  $0,843 \pm 0,012$ ;  $0,774 \pm 0,04$  для  $E_p = 0,49$ ; 1,16 и 1,53 Гэв, соответственно). При близких энергиях (1,79 Гэв и 1,65 Гэв) с увеличением угла регистрации протонов от  $16^{\circ}$  до  $25^{\circ}$  показатель слегка возрастает ( $n = 0,843 \pm 0,072$  и  $0,974 \pm 0,036$ ; соответственно для  $16^{\circ}$  и  $25^{\circ}$ ).

Аналогичные результаты для  $\pi^{\pm}$ -мезонов показывают, что в области углов вылета  $16^{\circ} \div 38^{\circ}$  и энергии  $0,95 \div 2,36$  Гэв показатель в  $A^n$ -зависимости в пределах статистических ошибок постоянен и близок к  $2/3$ .

Насколько нам известно других работ по  $A$ -зависимости сечения адронного фотообразования отдельных каналов на ядрах до настоящего времени не выполнено. С другой стороны видно, что характер этой зависимости определяется механизмом взаимодействия  $\gamma$ -кванта с ядром и существенно зависит от кинематических переменных (энергии и угла регистрации вторичных частиц энергии первичных  $\gamma$ -квантов). Поэтому необходимы дальнейшие исследования  $A$ -зависимости в различных кинематических условиях.

В настоящей работе приведены отсутствующие в литературе данные по  $A$ -зависимости сечения инклюзивного фоторождения  $\pi^{\pm}$ -мезонов  $\gamma$ -квантами с энергией  $3 \pm 0,5$  Гэв при угле регистрации  $\pi^{\pm}$ -мезонов  $45^{\circ} \leq \vartheta_{\pi} \leq 150^{\circ}$  и энергии  $E_{\gamma} \geq 45$  Мэв.

## 1. Установка

На рис.1 приведен план установки.

Пучок фотонов с тормозным спектром проходит через мишень и мониторируется квантометром Вильсона, помещенным в отдаленном от экспериментального зала 2-метровой бетонной стеной могильнике. Квантометр Вильсона позволяет измерять число эквивалентных фотонов с ошибками порядка  $\pm 2\%$ . Образованные в мишени заряженные частицы регистрируются в пробном телескопе из сцинтилляционных счетчиков, при этом телескоп позволяет идентифицировать тяжелые частицы ( $p$ ,  $d$ ), остановившиеся в одном из поглотителей. Для разделения релятивистских частиц (скорость которых больше 0,65) в телескопе использован черенковский счетчик из оргстекла.

Телескоп расположен на подвижной платформе, позволяющей менять угол регистрации в интервале  $45^\circ - 150^\circ$ . Изменение угла регистрации и установка данной мишени осуществляются дистанционно. Точность установления угла регистрации  $30'$ , телесный угол телескопа составляет 2,5 мил.стерадиан, поэтому угол регистрации имеет разброс  $\pm 1,5^\circ$ .

## 2. Регистрация $\pi^\pm$ -мезонов

В качестве  $\pi^\pm$ -мезонов принимаются те заряженные частицы, которые в черенковском счетчике дают сигнал в совпадении с телескопом из сцинтилляционных счетчиков  $C_1$ ,  $C_3$ ,  $C_4$ ,  $C_5$ .

На рис.2 приведены энергетические потери этих частиц в одном из счетчиков сцинтилляционного телескопа ( $C_4$ ), измеренные амплитудным анализатором АИ-128. Анализатор запускался мастерным импульсом от совпадений  $C_1 + C_2 + C_3 + C_4 + C_5$ ;  $\tau_{совн} \approx 20$  нсек). Пороги выходных дискриминаторов (интегральных) были выбраны таким образом, чтобы зарегистрировались частицы с минимальной ионизацией со 100%-ой эффективностью. Среди частиц, дающих спектр рис.2, наряду с  $\pi^\pm$ -мезонами, в принципе, могут быть электроны,  $K$ -мезоны, протоны и т.д. с  $\beta \geq 0,65$ .

Прежде всего необходимо доказать, что регистрируемые частицы не являются электронами (позитронами), вылетевшими из мишени под углом  $\geq 45^\circ$ . Для этого телескоп был установлен под калибровочный электронный пучок и измерялись ионизационные потери электронов в каждом счетчике. После калибровки электронами телескоп был обратно помещен на свое место, и измерялись ионизационные потери частиц, идущих из мишени в различных счетчиках при различных режимах.

На рис. (3 а,б,в,г,д, 4 а,б,в,г,д, 5 а,б,в,г,д) приведены несколько спектров от счетчиков  $C_4$ ,  $C_5$ ,  $C_6$  соответственно, показывающих, что регистрируемые на опыте частицы не могут быть электронами высоких энергий.

Спектры 3а, 4а, 5а с мастером совпадения  $C_1 + C_2 + C_3$  получены от электронов с энергией 1 Гэв, когда перед  $i$ -м счетчиком кроме вещества  $i-1$  сцинтилляторов, ничего дополнительного не установлено ( $i = 4, 5, 6$ ).

На рис. 3б, 4б, 5б представлены те же спектры, но когда перед  $C_3$ ,  $C_4$ ,  $C_5$  и  $C_6$  размещены радиаторы с толщиной 0,6 см 0,3 см 1,3 см и 2 см  $C_u$ , соответственно. Четко виден эффект размножения электронов. Спектры 3в, 4в, 5в и 3г, 4г, 5г получены в тех же двух режимах для частиц от мишени при  $\vartheta_{\pi} = 45^\circ$ . Как видно, эти спектры не изменились ни по форме, ни по месту расположения максимумов в режимах с радиаторами и без радиаторов. При помощи спектров 3 а,б,г, 4 а,б,г и 5 а,б,г можно оценить количество электронов, входящих в спектры 3в,4в и 5в соответственно. Согласно этим оценкам относительное число электронов с энергией  $\geq 30$  Мэв в спектрах 3в, 4в и 5в не может превышать  $0,5 \div 0,6\%$ ,  $0,2 \div 0,3\%$  и  $0,1\%$ , соответственно.

Таким образом, в спектре рис.2 (аналог.с п.5в) доля электронов не превышает  $0,2 \div 0,3\%$ .

Как было отмечено выше, в спектре рис.2 могут быть протоны и  $K$ -мезоны с  $\beta \geq 0,65$ . Что касается

протонов, то контрольные измерения показали, что число таких протонов ( $E_p \geq 300$  Мэв) меньше 1% от числа частиц, входящих в этот спектр. Количество дейтронов и более тяжелых частиц, очевидно, еще меньше.

Установка не позволяет оценить примесь  $K$ -мезонов. Из имеющихся данных [5] известно, что для  $E_\gamma \approx 4,5$  Гэв при всех значениях передаваемых импульсов отношение  $N_K/N_\pi$  не может быть больше 10%.

Таким образом, установка позволяет измерять число  $\pi^\pm$ -мезонов с энергией  $E_\pi \geq 45$  Мэв под различными углами из различных мишеней. Относительно большой фон, на котором наблюдается максимум в спектре 3д обусловлен более тяжелыми частицами (например, протонами с  $\beta \approx 0,65$ ). Этот фон более четко виден на рис.4д и 5д.

Для контроля правильной работы черенковского счетчика, эффективность которого в режиме совпадения 97%, были измерены те же спектры 3в, 4в и 5в, только в режиме, когда мастер вырабатывается от совпадения

$C_1 - C_2 + C_3$  (эффективность  $C_2$  в режиме антисовпадения  $\approx 95\%$ ), т.е. от частиц, не дающих импульс в черенковском счетчике. На рис.3д, 4д и 5д приведены эти спектры, в которые могут дать вклад  $\pi$ -мезоны с энергией  $\leq 45$  Мэв, протоны с энергией  $\leq 300$  Мэв, дейтроны с энергией  $\leq 385$  Мэв (электроны с  $\beta \leq 0,65$  не могут быть зарегистрированы совпадением  $C_1 + C_3$  из-за малости пробега). Сравнение со спектрами 3в, 4в и 5в показывает, что в спектре 3д наблюдается максимум, совпадающий с максимумом в спектре 3в. На рис.4д и 5д аналогичные максимумы (ср.рис.4в и 5в) не наблюдаются. Это означает, что  $\pi^\pm$ -мезоны, которые не регистрировались в черенковском счетчике, доходят до  $C_4$ , но не доходят до  $C_5$  и  $C_6$ . Зная количество вещества до  $C_4$  (включительно), можно определить верхний предел энергии  $\pi^\pm$ -мезонов, незарегистрированных черенковским счетчиком. Из кривой пробег-энергия

получается  $E_{\pi}^{\text{сверх}} = 44 \begin{matrix} +3,5 \\ -1,5 \end{matrix}$  Мэв. Значение энергии, определяемой по порогу черенкатора ( $n = 1,55$ ),  $E_{\pi} = 45$  Мэв. Совпадение этих двух значений хорошее.

### 3. Экспериментальные данные и их обсуждение

Исследовалась реакция



Регистрировались инклюзивные  $\pi^{\pm}$  мезоны с энергией  $E_{\pi} \geq 45$  Мэв под углом (лабораторным) в интервале  $45^{\circ} \pm 150^{\circ}$  и при максимальной энергии тормозных  $\gamma$ -квантов  $(E_{\gamma})_{\text{max}} = 2,5$  и  $3,5$  Гэв. Измерения под данным углом для каждого ядра-мишени периодически повторялись, при этом полученные выходы в различных циклах совпадали в пределах статистических ошибок.

В таблице приведены дифференциальные сечения реакции (1) как функции угла регистрации для двух значений  $(E_{\gamma})_{\text{max}}$  и для пяти ядер  $C^{12}$ ,  $Al^{27}$ ,  $Cu^{63}$ ,  $Sr^{118}$  и  $Pb^{208}$ .

Приведены только статистические ошибки. Величина систематических ошибок измерения дифференциального сечения порядка  $15 \div 20\%$  (ошибки в измерениях интенсивности пучка  $\sim 4\%$ ; неопределенность эффективности телескопа  $\sim 10\%$ ; ошибки, обусловленные поглощением  $\pi$ -мезонов в веществе счетчиков  $C_1 - C_5 \sim 7\%$ ; неопределенности, связанные с многократным рассеянием в счетчиках,  $\sim 3\%$ ; неопределенность телесного угла  $\sim 5\%$ , вклад  $K$ -мезонов  $\sim 10\%$ ).

Угловые зависимости.

На рис.6 представлены угловые зависимости для ядер  $C^{12}$ ,  $Cu^{63}$  и  $Pb^{208}$  при  $(E_{\gamma})_{\text{max}} = 2,5$  и  $3,5$  Гэв. Для других ядер эти зависимости имеют аналогичный харак-

тер. Различие заключается в абсолютных значениях величины сечения при соответствующих значениях углов (см. табл.). На рис. 7 приведены угловые зависимости для ядер  $C^{12}$  и  $Pb^{208}$  при фиксированной энергии первичных фотонов  $E_\gamma = 3,0 \pm 0,5$  Гэв. Данные получены методом вычитания значений сечений при  $(E_\gamma)_{max} = 3,5$  Гэв и  $2,5$  Гэв. Из-за больших ошибок трудно анализировать данные, представленные на рис. 7, однако общая тенденция изменения дифференциального сечения с углом ясна. По сравнению с данными при тормозном спектре первичных фотонов, характер угловых зависимостей меняется незначительно.

**A-зависимости.** Согласно данным таблицы 1 можно построить A-зависимости для всех измеренных углов как при тормозном спектре, так и при  $E_\gamma = 3,0 \pm 0,5$  Гэв. Однако большие статистические ошибки (см. рис. 7) не дают возможности сделать конкретные выводы по A-зависимости при  $E_\gamma = 3,0 \pm 0,5$  Гэв и под данным углом. Учитывая, что угловые зависимости для всех ядер одинаковые, A-зависимости анализируются для проинтегрированного по углу сечения фотоионов. Очевидно, экспериментально измеряемая величина  $\sum_{i=45}^{150} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_i \approx \Sigma$  пропорциональна этому сечению.

На рис. 8 в дважды логарифмическом масштабе приведены зависимости величины  $\Sigma$  от A для  $(E_\gamma)_{max} = 2,5$  и  $3,5$  Гэв. Как видно, эти зависимости не линейные, т.е. трудно выразить их через простое соотношение  $\Sigma = aA^n$ , где a и b постоянные. В области больших A кривая растет быстрее.

Методом вычитания была получена A-зависимость  $\Sigma$  для фиксированной энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma = 3,0 \pm 0,5$  Гэв. На рис. 9 приведена эта зависимость. Прямая проведена по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов. Согласно этой прямой  $\Sigma = aA^n$ , где  $n = 0,849 \pm 0,023$ ,  $a = 0,249 \pm 0,06$ .

В работах по полному адронному фотопоглощению наиболее часто обсуждается параметр  $(A_{\text{эфф}}/A) = \frac{\sigma(\gamma A)}{2\sigma(\gamma p) + (A-2)\sigma(\gamma n)}$ , связанный с эффектами экранировки в ядре. Теоретическое и экспериментальное исследование зависимости величины  $A_{\text{эфф}}/A$  от энергии падающих фотонов и от массового числа ядра позволяют оценить возможность применимости той или иной модели взаимодействия фотонов высоких энергий с ядрами. Приведенные в работе [1] данные при  $E_{\gamma} = 3,35 \pm 0,5$  Гэв показывают, что для  $A \geq 12$  величина  $A_{\text{эфф}}/A$  почти не зависит от  $A$ , что качественно согласуется с теоретическими результатами [1,6], полученными на основе  $\rho$ -доминантности с применением кварковой модели. При этом учитывается зависимость полного ( $\rho\rho$ ) сечения от энергии.

В нашем случае параметр  $(A_{\text{эфф}}/A) = \frac{\sigma(\gamma A)}{2\sigma(\gamma p) + (A-2)\sigma(\gamma n)}$ , где  $\sigma(\gamma p)$  и  $\sigma(\gamma n)$  аналогичные  $\sigma(\gamma A)$  сечения на свободных протонах и нейтронах соответственно. Поскольку  $\sigma(\gamma p)$  и  $\sigma(\gamma n)$  не измерялись и учитывая, что в работе [1] доказано равенство  $\frac{A_{\text{эфф}}}{A} = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{A}$  с 5%-ной точностью, мы полагаем, что вместо  $A_{\text{эфф}}/A$  можно рассматривать параметр  $\sigma(\gamma A)/A$ .

Из рис. 9 следует  $\sigma \sim A^n$ , откуда очевидно, что  $\frac{\sigma}{A} \sim A^{\delta}$  и  $\delta \neq 0$  ( $\delta = n-1$ ,  $n = 0,849 \pm 0,023$ ).

Таким образом, если в области  $E_{\gamma} = 2 \div 4$  Гэв показатель  $A^n$ -зависимости сечения фоторождения  $\mathbb{N}^{\pm}$ -мезонов для углов  $\vartheta_{\mathbb{N}} \leq 38^{\circ}$  и энергии  $E_{\mathbb{N}} \geq 1,0$  Гэв равна  $2/3$  [4], то в той же области первичной энергии в интервале углов  $45^{\circ} \leq \vartheta_{\mathbb{N}} \leq 150^{\circ}$  и энергии  $E_{\mathbb{N}} \geq 45$  Мэв она возрастает до  $n = 0,849 \pm 0,023$ . Если тенденция уменьшения степени  $n$  с уменьшением угла регистрации справедлива для фотоионов, как это имеет место для фотопро- нов [3, 4] (такая тенденция для  $\mathbb{N}^{\pm}$ -мезонов наблюдается в случае первичных сильно взаимодействующих час-

тиц [7] ), то можно прийти к выводу, что показатель в  $A^n$  - зависимости в полном сечении фоторождения  $\pi^+$ -мезонов на ядрах в области энергии  $\gamma$  - квантов  $2 \div 4$  Гэв  $\eta \approx 0,85$ . Следовательно возрастание этого показателя в полном адронном фотопоглощении до единицы происходит за счет фотообразования протонов, дейтронов и т.д.

В заключение авторы приносят свою благодарность Р.А.Сардаряну за плодотворное обсуждение, Г.Г.Григорян за участие в обработке экспериментальных данных и весь персонал ускорителя АРУС за обеспечение в физических измерениях пучком  $\gamma$  -квантов.

Таблица

Дифференциальное сечение  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{н.т.}}$  и бари фотообразования  $\pi^+$ -мезонов для различных углов  $\theta_{\text{н.т.}}$  на ядрах  $\text{C}^{12}$ , Al, Cu, Sn, Pb, при  $(E_{\pi})_{\text{max}} = 2,5$  Гэв и 3,5 Гэв

A	$\text{C}^{12}$					Al					Cu					Sn					Pb									
	2,5	3,5	2,5	3,5	3,5	2,5	3,5	3,5	2,5	2,5	3,5	3,5	2,5	2,5	3,5	3,5	2,5	2,5	3,5	3,5	2,5	2,5	3,5	3,5	2,5	2,5	3,5	3,5		
$\theta_{\text{н.т.}} = 45^\circ$	3,5±0,09	4,5±0,1	7,0±0,17	8,15±0,17	15,7±0,4	21±0,42	32,0±0,8	39,2±0,78	52±1,9	61,4±1,8																				
60°	1,85 ±0,06	2,33±0,04	3,32±0,11	4,15±0,07	7,50±0,25	9,3±0,18	12,07±0,3	16,8±0,4	24,5±0,7	30,7 ±0,78																				
75°	1,03 ±0,03	1,2±0,024	1,75±0,06	2,32±0,046	4,0 ±0,13	4,9±0,1	7,2±0,24	8,2 ±0,18	11±0,41	14,6 ±0,32																				
90°	0,65±0,026	0,75±0,03	1,27±0,05	1,32±0,05	2,41±0,09	3,09±0,12	4,45±0,11	5,25±0,2	6,9±0,28	8,95±0,4																				
105°	0,43±0,01	0,51±0,017	0,8±0,04	0,90±0,03	1,96±0,1	2,09±0,07	2,6±0,13	3,30±0,11	4,7±0,12	5,46±0,35																				
120°	0,28±0,02	0,357±0,01	0,48±0,03	0,715±0,017	1,105±0,051	1,35±0,038	1,9±0,12	2,145±0,052	2,97±0,17	3,55±0,09																				
135°	0,21±0,01	0,259±0,015	0,39±0,02	0,48 ±0,03	0,86±0,05	0,99±0,06	1,46±0,09	1,81±0,11	2,25±0,14	2,56±0,15																				
150°	0,17±0,01	0,217±0,014	0,32±0,02	0,41± 0,03	0,66±0,05	0,895±0,07	1,23±0,09	1,3 ±0,09	1,68±0,11	2,12±0,14																				

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

1. План установки:  $\gamma$  - пучок фотонов,  $M$  - мишень,  $KB$  - квантометр Вильсона,  $C_1, C_2, \dots, C_6$  - сцинтилляционные счетчики,  $C_2^A$  - черенковский счетчик.
2. Энергетические потери заряженных частиц в счетчике  $C_4$ , прошедших через телескоп.
3. Энергетические потери заряженных частиц в счетчике  $C_4$ ; а), б), в), г) - при мастерном импульсе от совпадений  $C_1 + C_2 + C_3$ ; д) - при мастерном импульсе  $C_1 - C_2 + C_3$ . а) Спектр от электронов без дополнительного радиатора перед  $C_4$ ; б) спектр от электронов с медным радиатором перед  $C_4$ ; в) спектр от частиц, идущих из мишени ( $\psi = 45^\circ$ ) без радиатора перед  $C_4$ ; г) спектр от частиц из мишени ( $\psi = 45^\circ$ ) с радиатором; д) спектр частиц без радиатора.
4. То же, что на рис.3, только для счетчика  $C_5$ .
5. То же, что на рис.3, только для счетчика  $C_6$ .
6. Зависимость дифференциального сечения  $(d\sigma/d\Omega)_{\pi^+}$  фотообразования  $\pi^+$  от угла регистрации для ядер  $C^{12}$  -  $I$ ;  $Si^{63}$  -  $I$  и  $Pb^{208}$  -  $I$ : при  $(E_\gamma)_{max} = 2,5$  Гэв (светлые точки) и 3,5 Гэв (черные точки).
7. Зависимость дифференциального сечения  $(d\sigma/d\Omega)_{\pi^+}$  фотообразования  $\pi^+$  - мезонов от угла регистрации  $\psi_{\pi^+}$  для ядер  $C^{12}$  -  $I$  и  $Pb^{208}$  -  $I$  при фиксированной энергии первичных фотонов  $E_\gamma = 3,0 \pm 0,5$  Гэв.

8. Зависимость величины  $\Sigma = \sum_{i=45}^{150} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_i$  ( $i = 45, 60, \dots, 150$ ) от  $A$  для фоторождения  $\pi^{\pm}$ -мезонов при  $(E_{\gamma})_{\max} = 2,5$  Гэв и 3,5 Гэв.

9. Зависимость величины  $\Sigma = \sum_{i=45}^{150} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_i$  ( $i = 45, 60, \dots, 150$ ) от  $A$  для фоторождения  $\pi^{\pm}$ -мезонов при фиксированной энергии  $E_{\gamma} = 3,0 \pm 0,5$  Гэв. Линия проведена через экспериментальные точки методом наименьших квадратов и представляет зависимость  $\Sigma = \alpha A^n$ , где  $n = 0,849 \pm 0,023$ ,  $\alpha = 0,249 \pm 0,06$ .

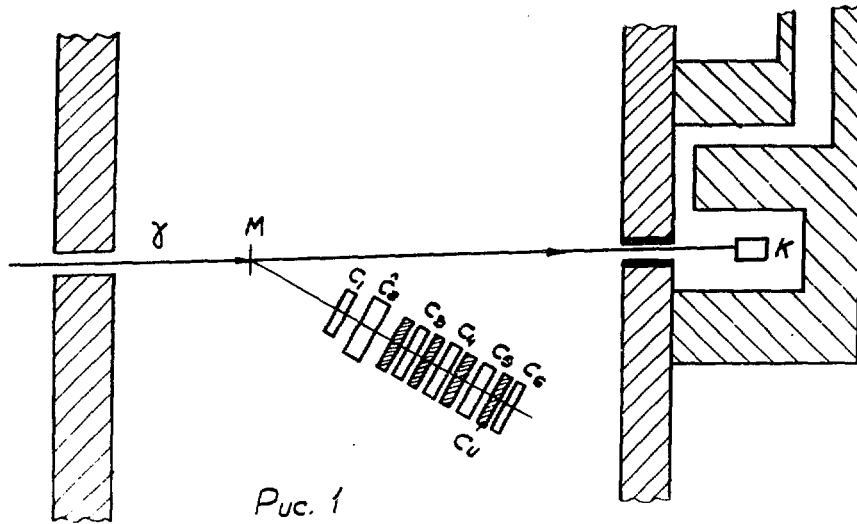


Рис. 1

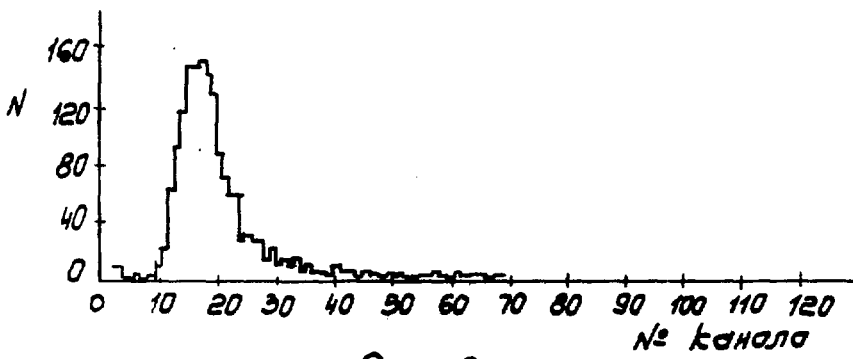


Рис. 2

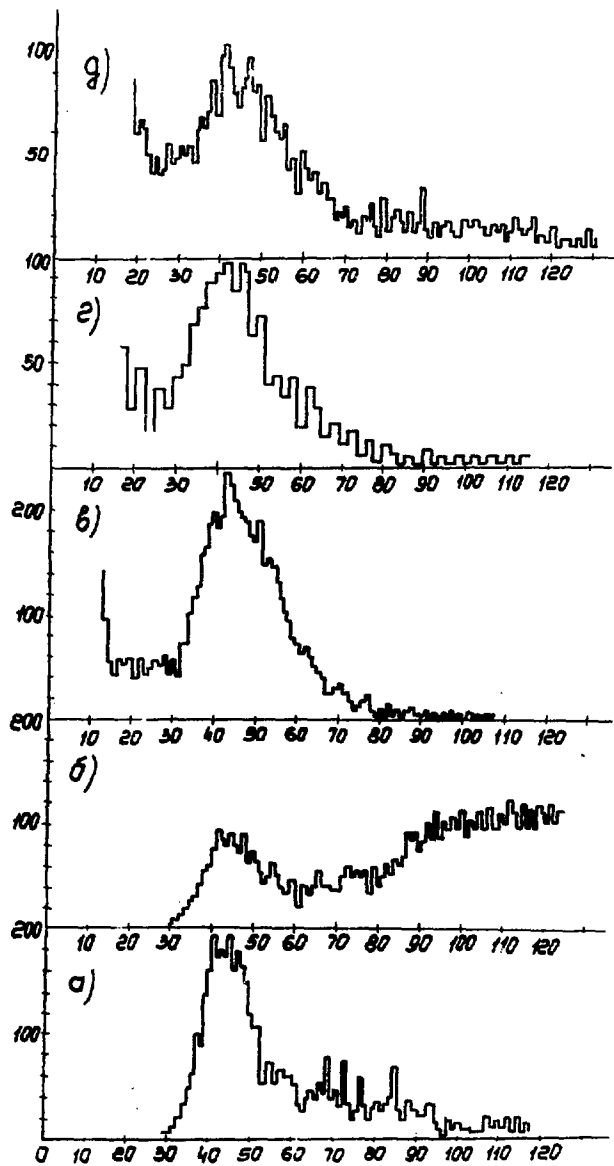


Рис. 3 № канала

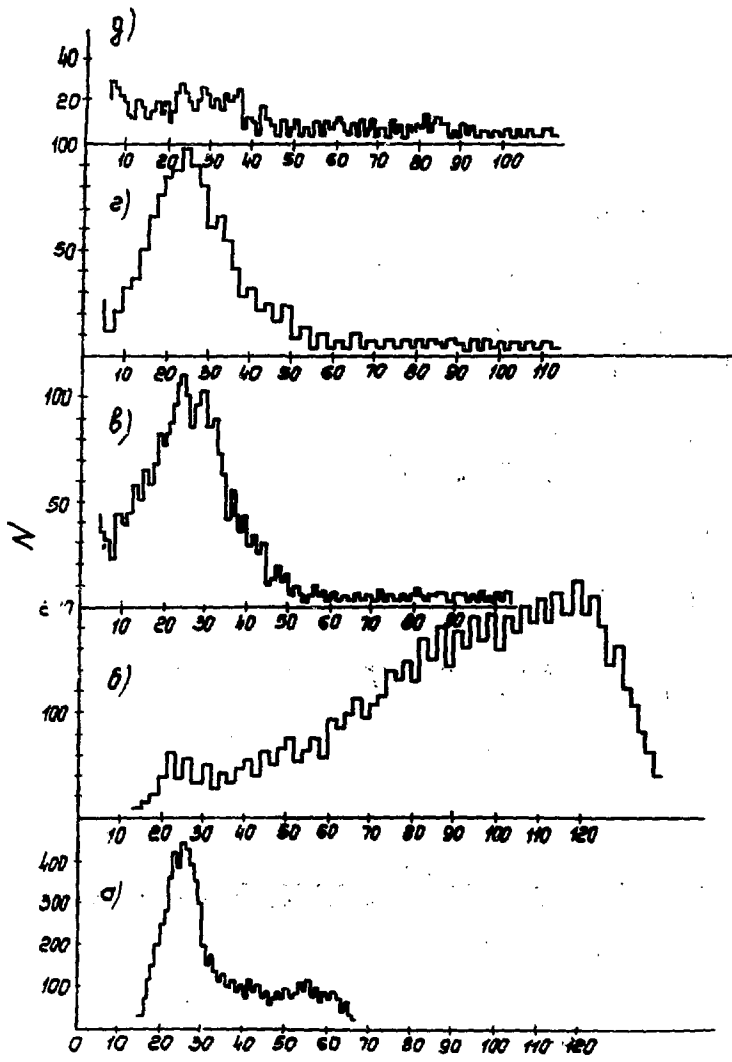


Рис. 4 № кажда

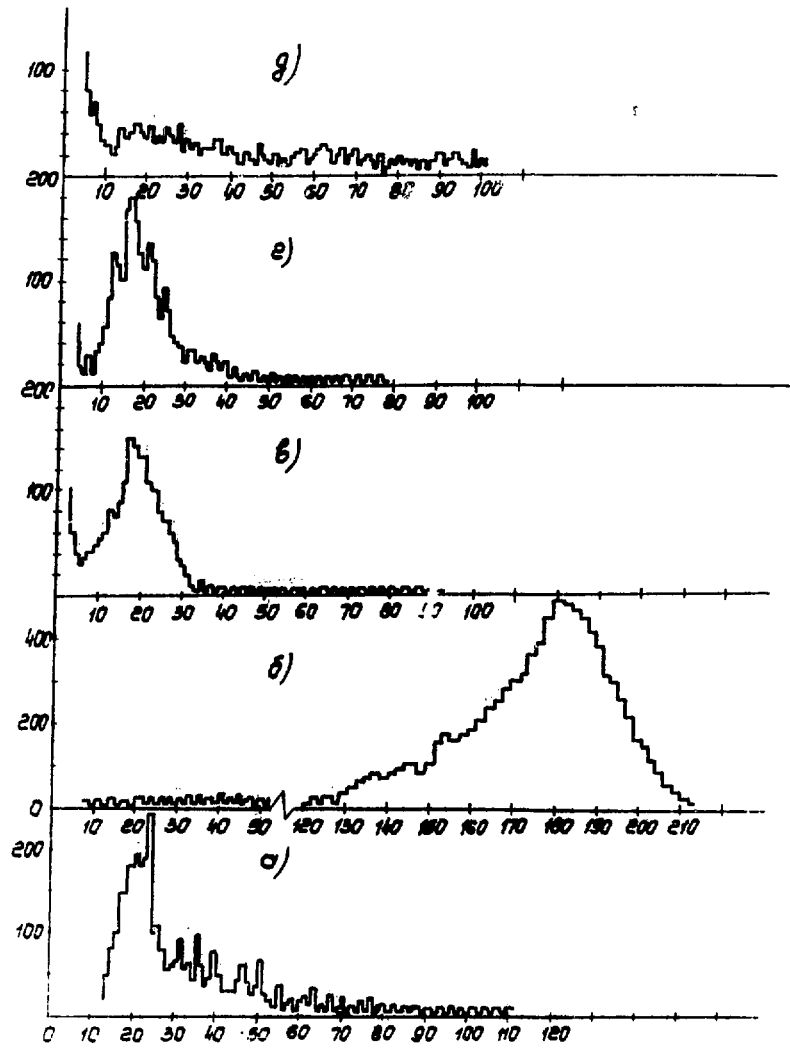


Рис. 5 № канала

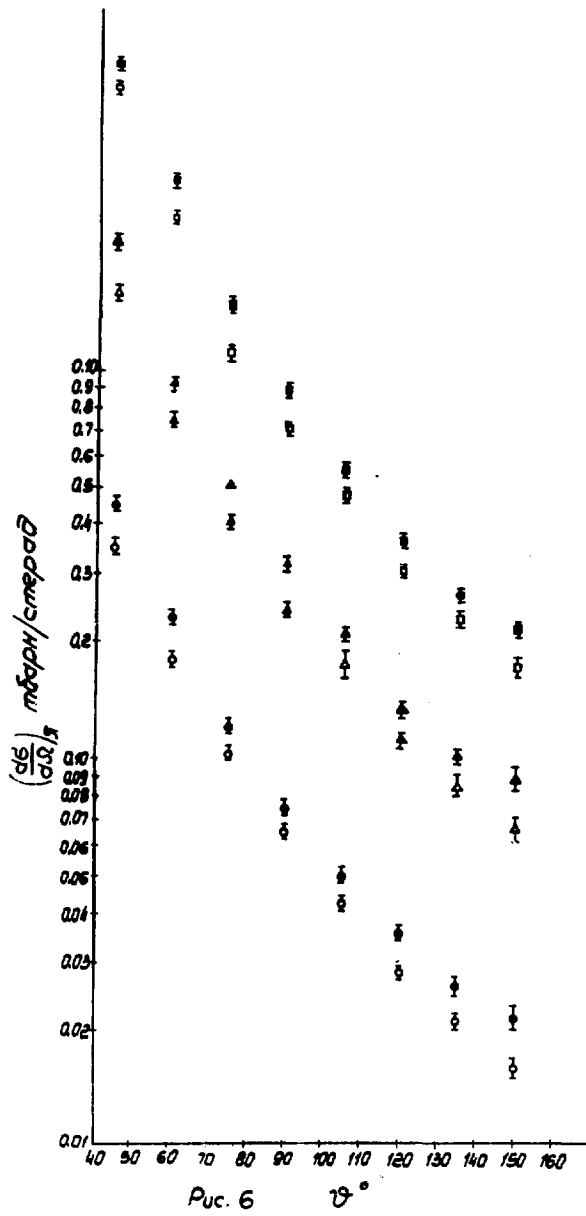
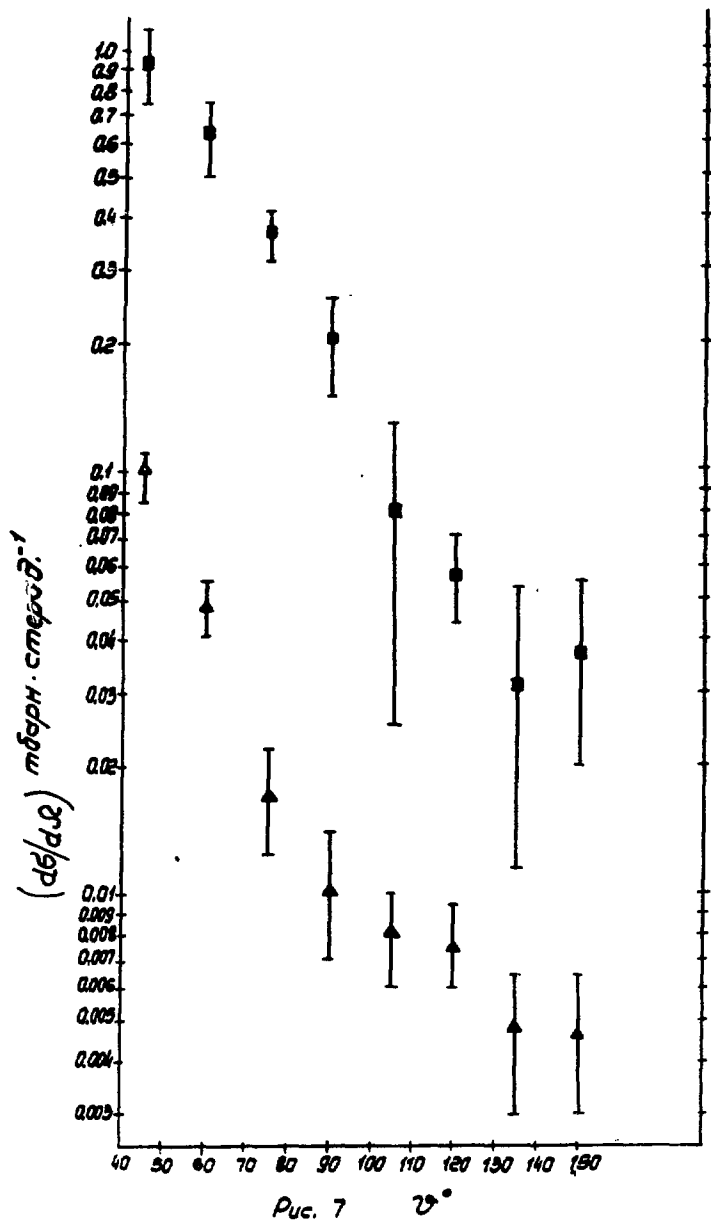
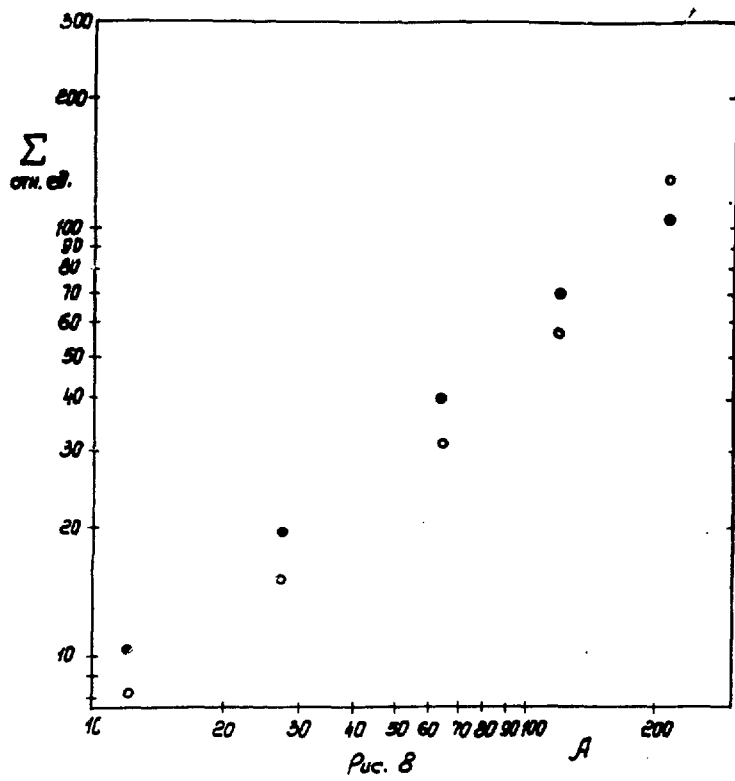


Рис. 6





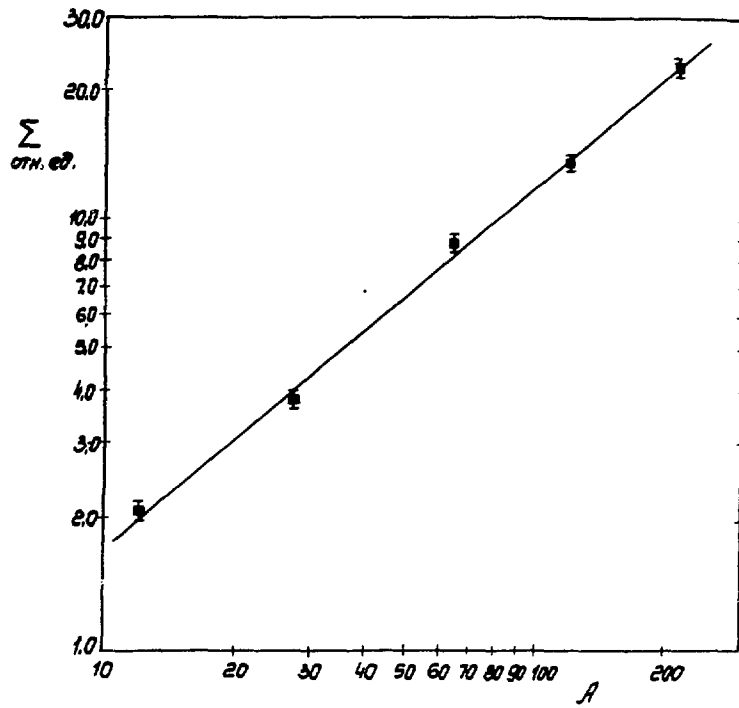


Рис. 9

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.R.Brookes et al., Phys.Rev., 8, 2826 (1973).
2. K.W.Chern et al., Phys.Rev., 135, B1030, (1964).
3. К.В.Аланамян и др. Научное сообщение ЕФИ, ЕФИ-54(74)
4. Л.О.Абрамян и др. Тезисы доклада 863 ХУП Международной конференции, Лондон, (1974).
5. Ch.Berger et al., DESY, 73/43.
6. K.Gottfried and D.R.Yennie, Phys.Rev. 182, 1595(1969)
7. G.W.Barry, Nuovo Cim., v 19A, 606 (1974).

Рукопись поступила 24 -го октября 1975 г.



Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 371

ВФ-03489

Тираж 299

Подписано к печати 2/ХП-75г.

Формат издания 30x40

1,5 уч.изд.л. Ц.10к.

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