

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԵՆՏ

ԳԻՏԱԿԱՆ ԶԱՂՈՐԴՈՒՄ НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—157-(76)

847806857

М.В.АНОХИН, А.Р.КАНЕЦЯН, В.М.КУКАРЕВ,
Э.Р.МАРКАРЯН, Н.И.НИКИТИН, В.М.ХАРИТОНОВ,
С.Г.АРАКЕЛЯН, Ж.Б.ГРИГОРЯН, И.А.КЕРОПЯН,
В.М.МЕЛКУМЯНЦ, И.С.АМИРХАНОВА, С.С.АРУТЮНЯН,
Е.М.БОЯХЧЯН, Е.Н.ЩЕРБАКОВА,

ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ
 $\bar{\nu}$ -МЕЗОНОВ ПО НАПРАВЛЕНИЮ ВПЕРЕД ОТ
АТОМНОГО НОМЕРА ЯДЕР МИШЕНИ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976

ԵՐԵՎԱՆ



Scientific Report ЕФИ-157(76)

M. V. ANOKHIN, A. R. KANETSYAN, E. R. MARKARYAN, N. S. NIKITIN, V. M. KHARITONOV, S. G. ARAKELYAN, J. B. GRIGORYAN, T. A. KEROPYAN, V. A. MELKUMYAN, T. S. AMIR - KHANOVA, S. S. ARUTYUNYAN, E. M. BOYAKHCHYAN, E. N. SHCHERBAKOVA

DEPENDENCE OF ρ^- MESON PHOTOPRODUCTION CROSS SECTION IN FORWARD DIRECTION ON ATOMIC NUMBER OF TARGET NUCLEUS

The forward photoproduction of ρ^- mesons on ${}^4_2\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{27}_{13}\text{Al}$, ${}^{64}_{29}\text{Cu}$ has been studied at the energy of photon beam $\leq 4,5\text{GeV}$ by means of two-arm spectrometer which permits to separate ρ^- mesons from heavy background produced in other process. Particular channels of ρ^- photoproduction have not been separated. $d\sigma/dt$ forward was obtained to be proportional to $A^{0,8}$, with $\chi^2_3 = 0,85$, which ~~didn't~~ ^{does not} contradict the predictions of Glauber theory for incoherent production.

Yerevan Physics Institute
Yerevan, 1976.

М.В. АНОХИН, А.Р. КАНЕЦЯН, В.М. КУКАРЕВ,
 Э.Р. МАРКАРЯН, Н.И. НИКИТИН, В.М. ХАРИТОНОВ,
 С.Г. АРАКЕЛЯН, Ж.Б. ГРИГОРЯН, И.А. КЕРОПЯН,
 В.М. МЕЛКУМЯНЦ, И.С. АМИРХАНОВА, С.С. АРУТЮНЯН,
 Е.М. БОЯХЧЯН, Е.Н. ЩЕРБАКОВА

ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ
 ρ^- -МЕЗОНОВ ПО НАПРАВЛЕНИЮ ВПЕРЕД ОТ
 АТОМНОГО НОМЕРА ЯДЕР МИШЕНИ

Проведено изучение фоторождения ρ^- -мезонов по направлению вперед на ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{64}\text{Cu}$ при энергии падающих γ -квантов до 4,5 ГэВ. Измерения были сделаны на двухплечевом спектрометре, позволившем в условиях большого фона выделить ρ^- -мезоны. Отдельные каналы реакций рождения не выделялись. Эксперимент был промоделирован методом Монте-Карло с применением стандартной программы FOWL (CERN), усовершенствованной для увеличения скорости счета. Получено, что $\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{\text{вперед}} \sim A^{0,8} \chi_3^2 = 0,85$. Это не противоречит предсказаниям, основанным на формализме Глаубера для некогерентного процесса.

Ереванский физический институт
 Ереван 1976

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ - 157 (76)

М.В. АНОХИН, А.Р. КАНЕЦЯН, В.М. КУКАРЕВ
Э.Р. МАРКАРЯН, Н.И. НИКИТИН, В.М. ХАРИТОНОВ,
С.Г. АРАКЕЛЯН, Ж.Б. ГРИГОРЯН, И.А. КЕРОСЯН,
В.М. МЕЛКУМЯНЦ, И.С. АМИРХАНОВА, С.С. АРУТЮНЯН,
Е.М. БОЯХЧЯН, Е.Н. ШЕРБАКОВА

ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ
 Υ -МЕЗОНОВ ПО НАПРАВЛЕНИЮ ВПЕРЕД ОТ
АТОМНОГО НОМЕРА ЯДЕР МИШЕНИ

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

Экспериментальная информация о фоторождении заряженных векторных мезонов на ядрах до настоящего времени отсутствовала. Отсутствие экспериментальных данных в этой области не может быть компенсировано тщательным изучением фоторождения нейтральной компоненты ρ^0 - изотриплета на ядрах, выполненным с богатой статистикой [1-3]. Целью описываемого эксперимента является получение зависимости сечения фоторождения

ρ^{\pm} - мезонов по направлению вперед от величины атомного номера ядра мишени при энергии падающих γ - квантов до 4,5 Гэв. Получение этого материала дает возможность проверить правильность общего теоретического подхода к задаче, основанной на Глауберовской теории. Малость квадрата переданного 4 - импульса позволяет упростить интерпретацию результата, так как дает возможность избежать поправок на многократное рассеяние.

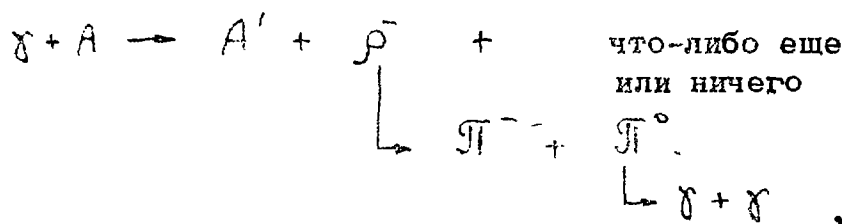
Осуществление поставленной задачи имеет несравненно большие сложности, нежели решение аналогичной задачи, связанной с фоторождением ρ^{\pm} -мезона на ядрах. Это происходит по следующим причинам:

- 1) сечение фоторождения в одном канале для ρ^{\pm} - мезона в 10 раз меньше, чем для ρ^0 - мезона
- 2) дифракционный характер фоторождения ρ^0 - мезона на нуклоне и когерентный на ядрах приводит к резкому усилению сечения по направлению полета первичного γ - кванта. Кинематика такой реакции удобна для созда-

ния светосильной счетчиковой установки. При регистрации ρ^- -мезона такое удобство отсутствует.

3) Основная мода распада ρ^- -мезона содержит нейтральный пион, регистрация которого затруднена. Из сказанного с необходимостью следует, что установка для регистрации ρ^- -мезона, рожденного в фотонном пучке, должна иметь большую эффективность и, в то же время, сильно ограниченную геометрию, позволяющую, по возможности, отсеять физический фон.

Достаточно полно этому удовлетворяет методика выделения процесса



когда регистрируются следующие кинематические параметры:

- а) угол вылета заряженного распадного пиона,
- б) его импульс,
- в) угол вылета одного из γ -квантов, образовавшегося при распаде нейтрального пиона,
- г) его энергия.

Расположение детекторов π^- -мезона и распадных γ -квантов симметрично относительно оси пучка. Геометрия сильно сужена за счет азимутального угла. Схема установки, названной "Вектон-1", приводится на рис. 1.

Расчеты полной и дифференциальной эффективности установки к ρ^- -мезону и фону, разрешения по регистрируемым кинематическим параметрам и определение величин систематических ошибок, вызванных методикой (без регистрации второго распадного γ -кванта) проводились тремя способами: аналитической оценкой, методом Монте-Карло по принципу "браковки" [4], ме-

методом Монте-Карло по принципу "присвоения веса".

Все три способа дали разумное совпадение сопоставимых результатов. Детальный анализ проводился методом Монте-Карло по принципу "присвоения веса" с использованием стандартной программы FOWL [5,6]. С целью ускорения расчетов на ЭВМ программа была усовершенствована.

При расчете эффективности регистрации установкой ρ^- -мезона был принят ряд предположений.

1. Распределение распадных пионов от ρ^- -мезона по эффективным массам описывалось распределением Брейта-Вигнера с $M_\rho = 0,76$ Гэв и $\Gamma_0 = 0,14$ Гэв.

2. Принималось, что фоторождение ρ^- -мезона происходит на отдельном нуклоне.

3. Распределение событий по квадрату переданного 4-импульса было принято в соответствии с результатами работы [7], где теоретический анализ реакции

$$\gamma + n \rightarrow \rho^- + p$$

был проведен с учетом ρP и $A_2 P$ разрезов и ρ и A_2 траекторий.

4. Спектр энергии падающего γ -пучка в интервале $2 \leq E_\gamma \leq 4,5$ Гэв задавался распределением вида:

$$W(E_\gamma) \sim \frac{1}{E_\gamma}.$$

Физический фон в данном эксперименте возникает от многопионных процессов фоторождения. Расчет его проводился по той же программе.

Вклад фона оценивался двумя способами - способом, не использующим какие-либо модели рождения ρ^- -мезона, и способом, использующим сравнение экспериментального распределения событий в зависимости от величины эффективной массы системы регистрируемых частиц с рассчитанным по методу Монте-Карло.

Модельно-независимый способ позволяет произвести оценку фона для процессов на нуклоне без привлечения каких-либо предположений о динамике фоторождения ρ^- -мезон а, относительном вкладе отдельных каналов рождения ρ^- -мезонов и виде распада ρ^- -мезона и состоит в следующем:

Число регистрируемых установкой событий определяется выражением:

$$n = \left\{ \sum_i (\sigma_i \varepsilon_i) \right\} \rho N_\gamma K \quad (1)$$

здесь: ρ - количество нуклонов на единицу поверхности мишени, перпендикулярной падающему γ -лучку,
 N - число реальных γ -квантов, упавших на мишень,

K - коэффициент, определяемый эффективностью используемых детекторов отбора событий;

σ_i - сечения всех искомым и фоновых событий в интервале энергии $4 \div 4,5$ Гэв, регистрируемых установкой;

ε_i - значения эффективности установки по всем регистрируемым искомым и фоновым событиям.

Здесь суммирование проводится по всем возможным процессам.

Вводя величину V таким образом, что.

$$V = \sum_i (\sigma_i \varepsilon_i) = \frac{n}{\rho N_\gamma K} \quad (2)$$

можно видеть, что она определяется экспериментально, поскольку в правую часть выражения не вносится каких-либо предположений. В то же время V является простой суммой

$$V = V_{\rho^-} + V_{\text{фона}} \quad (3)$$

так, что

$$V_{p^-} = \sum_k \epsilon_k^{p^-} \epsilon_k^{p^-}, \quad V_{\text{фонд}} = \sum_l \epsilon_l^{\phi} \epsilon_l^{\phi}, \quad (4)$$

Вклад фоновых событий в наблюдаемый эффект соответствует отношению V_{ϕ} / V . Для случая рождения на протоне значение величины V определялось по правой части выражения (2) с использованием экспериментальных результатов, полученных на полиэтиленовой (C_6H_{12}), и углеродной (C) мишени. Методом вычитания была получена величина

$$V_p = (10,22 \pm 1,4) \cdot 10^{-4} \text{ мкбарн.}$$

Величина V_p^{ϕ} для физического фона, обусловленного многоионными процессами, определялась расчетным путем. В таблице 1 приведена подборка процессов, которые были учтены. В тех случаях, когда отсутствовали экспериментальные данные, для оценки применялся метод Затца [8].

Расчетное значение на нейтроне величины

$$V_{\phi_n} = \sum_n \epsilon_n \epsilon_n = (0,64 \pm 0,06) \cdot 10^{-4} \text{ мкбарн.}$$

Расчетное значение на протоне величины

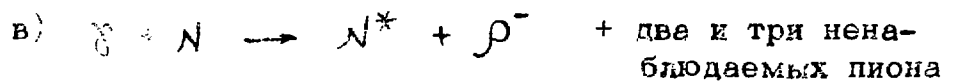
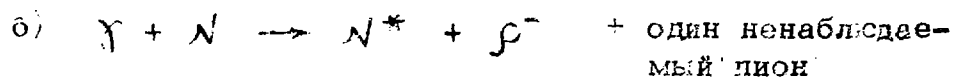
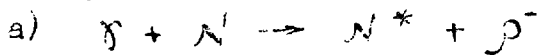
$$V_{\phi_p} = \sum_p \epsilon_p \epsilon_p = (0,76 \pm 0,03) \cdot 10^{-4} \text{ мкбарн.}$$

Отсюда следует, что вклад многочастичного фона для реакций на протоне по такой оценке

$$\frac{V_{\phi_p}}{V_p} \approx 7,5\%.$$

Другой путь оценки вклада многочастичного фона—это анализ полученного распределения событий в зависимости от эффективной массы в системе регистрируемых частиц.

На рис.2 показано распределение для экспериментально полученных событий (жирная сплошная линия) и ожидаемых расчетных событий (тонкая линия) процессов вида:



г) многопионные процессы, составляющие физический фон в эксперименте, причем спектры суммированы в соотношении, соответствующем полным сечениям рождения. Сравнение гистограммы показывает, что расчетные распределения, полученные для реакций а), б), в), различаются сравнительно слабо и нет возможности на основании экспериментального спектра при имеющихся статистиках расчета и эксперимента определить частичный вклад каждого из процессов а), б), в).

В то же время распределение для многопионных процессов г) сильно отличается по форме от остальных распределений и эти процессы, видимо, и ответственны за область малых масс экспериментального распределения событий. Достаточная статистика расчета и эксперимента в области малых $M_{эфф}$ позволила использовать критерий χ^2 для оценки вклада этих событий.

Он составил $3\% \begin{matrix} +3,5\% \\ -2\% \end{matrix}$ с $\chi^2_3 = 2,8$.

доверительный уровень 90%. Эта величина согласуется со значением величины вклада фона многопионных процессов, полученной модельно-независимым способом приведенным выше.

Произведенная оценка показала, что суммарный

вклад события типа e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $X^++\gamma$, $e^-+\gamma$, $e^++\gamma(e)$, $K^++\gamma(\pi^+)$ составляет $\leq 2\%$ эффекта. Поэтому установка не оснащена аппаратурой для выделения этих процессов.

Как показано на рис.1 установка представляет собой двухплечевой спектрометр. Плечо, предназначенное для регистрации заряженного пionsа, состоит из отклоняющего магнита M_3 (типа СП-57А с полюсом $0,4 \times 1,8 \text{ м}^2$, зазор 90 мм), двойных широкозазорных искровых камер ИК-1 и ИК-2 на входе и выходе из магнита (размер камер $250 \times 100 \text{ мм}^2$ и $600 \times 200 \text{ мм}^2$, зазоры $2 \times 80 \text{ мм}$) и сцинтилляционных счетчиков C_2 и C_4 . Плечо для регистрации фотона распада состоит из сцинтилляционного счетчика C_5 , двойной широкозазорной искровой камеры ИК-3 (две камеры $600 \times 200 \text{ мм}^2$ с зазором по 80 мм в каждой), счетчика C_1 , ливневого детектора ЛД и счетчика C_2 . Между двумя частями камеры ИК-3 вставлялся свинцовый конвертор толщиной 10 мм. На рис.1 показана также схема тракта первичного пучка фотонов, специальный очищающий магнит M_4 , защита K_4 и квантометр КВ, с помощью которого мониторировался первичный фотонный пучок.

Характеристика элементов установки

а) Счетчики $C_1 - C_5$. Все сцинтилляционные счетчики имели размеры $450 \times 220 \times 20 \text{ мм}^3$. Свет собирался с одной стороны трапециевидальными световодами на ФЭУ-36, снабженным магнитным экраном из мягкого железа и пермалоя. Делители подбирались индивидуально и были рассчитаны на условия импульсной загрузки с мгновенной интенсивностью до 4 Мгц (реальная мгновенная загрузка была не более 1 Мгц). Специальные измерения показали, что эффективность счетчиков в условиях реальных загрузок и рабочих порогов составляла $99,8 \pm 0,2\%$, $99,6 \pm 0,3\%$, $95,0 \pm 1,0\%$, 100% и 100% соответственно нумерации.

б) Искровые камеры. Камеры имели стеклянные боковые стенки и электроды из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм, натянутой на металлические рамки, и наполнялись смесью неона и фреона. Варьированием содержания фреона регулировалось эффективное время памяти камер. Фронтальная искровая камера ИК-1 работает в условиях большой фоновой загрузки. Оптимальное время памяти оказалось равным 10 мксек. При меньшем времени памяти молодые следы фона "съедают" более старые следы, относящиеся к регистрируемому событию, при большом времени памяти сильно возрастает число лишних следов. На рис.3 показано число следов, регистрируемых камерой, в зависимости от интенсивности первичного фотонного пучка при рабочей длине в 2,5 мм λ и времени памяти 10 мксек. Измерения производились при интенсивности первичного пучка $5 \cdot 10^7 - 10^8$ эквивалентных квантов в секунду. Отбор правильного следа производился по шивке, так как установка давала избыточную информацию. Следы частиц в камерах регистрировались фотографически камерой РФК-5 с объективом Руссар-Плазмат, $f = 200$ мм при помощи системы фотографирования, показанной на рис.4. Искровые камеры и генераторы высоковольтных импульсов к ним были разработаны и изготовлены Э.М. Матевосяном с сотрудниками, которым авторы выражают свою благодарность;

в) Ливневой детектор (ЛД). Состоял из 5-ти сцинтилляторов толщиной по 2 см, размером 450 x 220 x 20 мм², прослоенных свинцовыми пластинами с общей толщиной 8 радиационных длин. Каждый сцинтиллятор просматривался двумя ФЭУ-36. Разрешение детектора $\delta = 18/\sqrt{E}$ %. Подробные характеристики детектора приведены в [9]. Во время измерений детектор проверялся на специальном калибровочном электронном пучке дважды в сутки.

Отбор полезных событий производился по совпадениям в счетчиках $((C_1 C_3) (C_2 C_4)) C_5$ (антисовпаде-

ние в C_5) с разрешением 10 нсек, в совпадении с сигналом от ливневого детектора, соответствовавшем энергосовпадению не менее 0,5 Гэв, с разрешением 20 нсек. Одновременно регистрировались различные сдвинутые совпадения для контроля фона случайных совпадений. Случайные совпадения поддерживались на уровне $< 8\%$. Схема электроники отбора событий показана на рис.5. Во время работы установки систематически контролировались различные параметры - напряжение на ФЭУ, токи в магнитах, режимы работы искровых камер, параметры пучка ускорителя (растяжка, структура и др.), а также контролировалась и фиксировалась по показаниям квантометра интенсивность первичного фотонного пучка, которая поддерживалась на оптимальном уровне в отношении загрузки искровых камер, зависевшей от атомного номера и толщины мишени.

На рис.6 показаны данные, полученные в течение двух недель непрерывной работы установки на пучке - по оси абсцисс отложено число событий за полчаса, отнесенное к числу эквивалентных фотонов первичного пучка. Как видно из рисунка, систематического ухода величины за две недели не произошло. На рис.7 показана зависимость отношения числа событий, к числу эквивалентных фотонов от интенсивности первичного фотонного пучка. Отсутствие зависимости от интенсивности свидетельствует о малости вклада случайных совпадений.

Установка "Вектон-1" экспонировалась в течение нескольких сот часов на γ -пучке синхротрона Ереванского физического института. Было получено 5019 событий на мишенях Be, C, Al, Si, C_6H_{12} .

Для контроля соответствия эксперимента кинематическим характеристикам, вложенным в моделирование методом Монте-Карло, было проведено сравнение наблюдаемых в эксперименте распределений событий с аналогичными расчетными распределениями.

Сравнение экспериментального и расчетного распределения в зависимости от импульса распадного γ -кванта показано на рис.8 ($\chi^2 = 5,9$ при 10 степенях свободы).

Сравнение экспериментального и расчетного распределения в зависимости от импульса заряженного пиона приведено на рис.9. Здесь $\chi^2 = 15$ при 10 степенях свободы.

Сравнение экспериментального и расчетного распределения в зависимости от углов вылета распадного γ -кванта и π^- -мезона приведены соответственно на рис.10 и рис.11. Для рис.10 $\chi^2_8 = 6,8$, а для рис.11 $\chi^2_7 = 18,26$, (а если исключить крайние точки, то в интервале углов $\theta = (+ 0,18 - 0,25)$ рад $\chi^2_5 = 2,32$).

Как было сказано, распределение событий в зависимости от эффективной массы в системе регистрируемых частиц чувствительно к модели рождения этих частиц. На рис.12 сравнивается экспериментальное распределение событий по $M_{\text{эфф}} (\pi^-, \gamma(\pi^0))$ с расчетным, в котором вклад фона взят 9%, вклады реакций рождения ρ^- -мезона в сопровождении одного пиона и бинарного процесса условно взяты в соотношении 1:1, поскольку их парциальный вклад остается неопределенным.

Проверка совпадения экспериментального и расчетного распределения дала $\chi^2 = 15$ при 12 степенях свободы, $P(\chi^2) = 0,25$.

Для того, чтобы в максимальной степени снизить роль фона многочастичных событий, для дальнейшей обработки отбирались лишь те события, в которых сумма энергий заряженного пиона и регистрируемого фотона не менее 3 Гэв.

$$E_{\gamma(\pi^0)} + E_{\pi^-} \geq 3 \text{ Гэв} . \quad (5)$$

Моделирование эксперимента по методу Монте-Карло показало, что при таком отборе регистрируемых событий систематическая ошибка в определении эффективной мас-

сы системы π^{\pm} , π^0 по эффективной массе системы $\pi^{\pm}, \chi(\pi^0)$ не превышает 31 Мэв. При этом в районе ρ -пика эффективность установки мало меняется в зависимости от величины эффективной массы дипиона. Это позволяет с минимальными корректирующими поправками определить массу и ширину ρ^- -мезона.

На рис.13 показан экспериментальный спектр эффективных масс регистрируемых частиц, отобранных в соответствии с критерием (5), в котором учтены систематические ошибки, связанные с регистрацией только одного фотона при отборе по этому критерию. Спектр, представленный на рис.12, отличается от спектра на рис.13 тем, что там энергетический отбор устанавливается акцептансом установки "Вектон-1". Аппроксимация спектра на рис.13 распределением вида Брейта-Вигнера [10]

$$R(M_{\pi\pi}) = \frac{2}{\pi} \frac{M_{\pi\pi} M_{\rho} \Gamma(M_{\pi\pi})}{(M_{\rho}^2 - M_{\pi\pi}^2) + M_{\rho}^2 \Gamma^2(M_{\pi\pi})} \quad (6)$$

$$c \Gamma(M_{\pi\pi}) = \frac{M_{\rho}}{M_{\pi\pi}} \left[\frac{M_{\pi\pi}^2 - 4M_{\pi}^2}{M_{\rho}^2 - 4M_{\pi}^2} \right]^{3/2} \Gamma_0$$

дала $M_{\rho} = 731 \pm 30$ Мэв; $\Gamma_0 = 195 \pm 58$ Мэв. При этом $\chi_9^2 = 8,5$. Полученные результаты удовлетворительно совпадают с параметрами ρ^- -мезона, приведенными в [11].

Такое сравнение экспериментальных результатов с результатами моделирования и с известными параметрами ρ -мезона иллюстрирует применимость использованной методики и работоспособность установки "Вектон-1".

Для получения зависимости сечения фоторождения ρ^- -мезонов по направлению вперед от атомного номера ядер мишени также использовались события, отобранные по критерию 3 Гэв.

Расчетный спектр фотонов пучка, генерирующих ρ^- -мезоны, регистрируемые установкой, определенный для

таких событий, показан на рис.14. При максимуме 4,2 Гэв ширина на половине высоты распределения составляет $\pm 0,4$ Гэв. Был выделен интервал квадрата переданного χ - импульса от 0,009 до 0,025 (Гэв/с)². Анализ методом Монте-Карло показал, что средняя систематическая ошибка в определении t

$$\Delta t = (P_{\chi} - P_{\pi\pi^0})^2 - (P_{\chi} - P_{\pi} - \delta(\pi^0))^2 = 0,023 (\text{Гэв/с})^2 \quad (7)$$

что свидетельствует о достаточно надежном выделении области малых передаваемых χ -импульсов.

На рис.15 показана полученная нами зависимость экспериментального сечения рождения ρ^+ -мезонов вперед в расчете на один нуклон ядра от атомного номера ядра. В указанную ошибку входит статистическая ошибка эксперимента, статистическая ошибка расчета Монте-Карло и неопределенность, соответствующая поправкам, полученным при периодической калибровке квантометра.

Экспериментальные данные на рис.15 аппроксимировались зависимостью вида

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{вперед}} = c A^b \quad (8)$$

Для величины b получено значение 0,8 с $\chi^2_3 = 0,85$, $P(\chi^2) = 0,8$. Для $b = 0,67$, $\chi^2_3 = 2,36$, $P(\chi^2) = 0,5$.

На рис.15 приведены также экспериментальные данные по фоторождению ρ^0 -мезона на ядрах, полученные группой ДЕЗИ-МТИ [11] (треугольники). В этом случае рост дифференциального сечения, отнесенного к одному нуклону, по направлению вперед, с ростом A обусловлен когерентностью процесса фоторождения ρ^0 -мезона на ядрах под малыми углами. Отсутствие такого роста

на наших данных соответствует отсутствию когерентности в фоторождении на ядрах заряженных ρ^- -мезонов.

Теоретическое выражение для сечения фоторождения вперед, списывающее некогерентные процессы, получено Колбигом и Марголисом [12] в виде

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t \sim 0} = \left. \frac{d\sigma_0}{dt} \right|_{t \sim 0} N(A, 0, \sigma), \quad (9)$$

где $\left. \frac{d\sigma_0}{dt} \right|_{t \sim 0}$ - дифференциальное сечение элементарного акта

A - атомный номер ядра мишени,

σ - полное сечение взаимодействия ρ^- -мезона с нуклоном

$$N(A, 0, \sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - e^{-\sigma T(B)}}{\sigma} d^2B \quad (10)$$

$$T(B) = A \int_{-\infty}^{\infty} \rho(B, z) dz,$$

где $\rho(B, z)$ - распределение нуклонов в ядре мишени.

Используя результаты работы [12], нетрудно видеть, что

$$N(A, 0, \sigma) \sim A^{2/3}. \quad (11)$$

Таким образом, полученная в данном эксперименте зависимость от атомного номера, в общем, не противоречит предсказанию формулы (1). Несколько менее резкое падение точек в эксперименте по сравнению с кривой, со-

ответствующей зависимости $A^{2/3}$, возможно обусловлено тем, что формула (1) получена для бинарных реакций рождения на ядрах. А для процессов инклюзивного рождения на ядре A -зависимость должна описываться кривой, идущей выше, чем $A^{2/3}$ [13] .

Полученные же в эксперименте события представляют собой, суммарный эффект по различным каналам рождения ρ^{\pm} -мезонов, включая неупругие, сопровождающиеся дополнительно одним или несколькими нерегистрируемыми пионами.

В заключение авторы выражают свою признательность А.И.Алиханяну за поддержку работы с самых ранних этапов, А.Ц.Аматуни и теоретикам его лаборатории за обсуждение этого материала, Ш.С.Николаишвили за содействие при расчетах на БЭСМ-6 Института прикладной математики при ТГУ, С.Ф.Бережневу и Л.С.Вертоградову за консультации по использованию программы FOWL, коллективу ускорителя и С.К.Есину за внимание и помощь в работе, И.П.Карабекову за предоставленную аппаратуру для мониторинга лучка, Г.А.Вартапетяну за полезную детальную критику работы, С.Р.Геворкяну за конструктивный анализ работы и Э.С.Белякову за плодотворное участие в эксперименте на начальном этапе.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 -Общая схема установки "Вектон-1".
- Рис.2 -Распределение событий в зависимости от величины эффективной массы регистрируемых частиц. Здесь жирная сплошная линия-эксперимент. Тонкие линии рассчитаны для процессов вида
- а) $\gamma + N \rightarrow N^* + \rho^-$
- б) $\gamma + N \rightarrow N^* + \rho^-$ + один ненаблюдаемый пион
- в) $\gamma + N \rightarrow N^* + \rho^-$ + два и три ненаблюдаемых пиона
- г) многопионные процессы.
- Рис.3 -Число следов, регистрируемых искровой камерой ИК-1 в зависимости от интенсивности первичного фотонного пучка при рабочей мишени 2,5 мм Al и времени памяти 10 мксек.
- Рис.4 -Система фотографирования установки "Вектон-1"
- Рис.5 -Схема электроники отбора событий
- Рис.6 -Число событий за 30 минут, отнесенное к числу эквивалентных фотонов первичного пучка в зависимости от календарного времени.
- Рис.7 -Зависимость отношения числа событий к числу эквивалентных фотонов от интенсивности первичного фотонного пучка.

- Рис. 8 - Сравнение экспериментального и расчетного распределения в зависимости от импульса распадающегося γ -кванта.
- Рис. 9 - Сравнение экспериментального и расчетного распределения в зависимости от импульса заряженного пиона.
- Рис. 10 - Сравнение экспериментального и расчетного распределения в зависимости от угла вылета распадающегося γ -кванта.
- Рис. 11 - Сравнение экспериментального и расчетного распределения в зависимости от угла вылета распадающегося π^+ -мезона.
- Рис. 12 - Сравнение экспериментального и расчетного распределения событий в зависимости от эффективной массы регистрируемых частиц.
- Рис. 13 - Экспериментальный спектр эффективных масс регистрируемых частиц, в котором учтены систематические ошибки. $E_{\gamma}(\pi^0) + E_{\pi^-} \geq 3$ Гэв.
- Рис. 14 - Расчетный спектр фотонов пучка, генерирующих ρ^- -мезоны, регистрируемые установкой при $E_{\gamma}(\pi^0) + E_{\pi^-} \geq 3$ Гэв.
- Рис. 15 - Полученная зависимость сечения фоторождения ρ^- -мезонов вперед в расчете на один нуклон ядра от атомного номера ядер мишени.

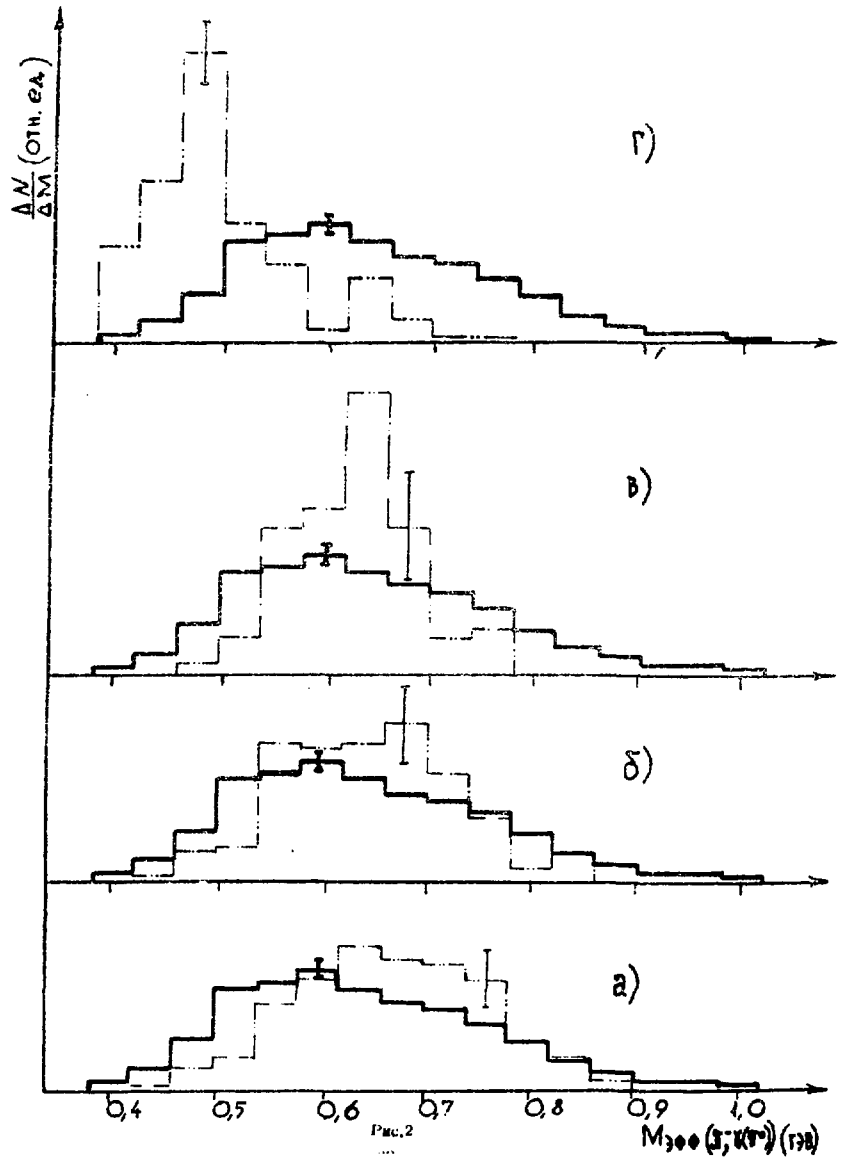


Рис. 2

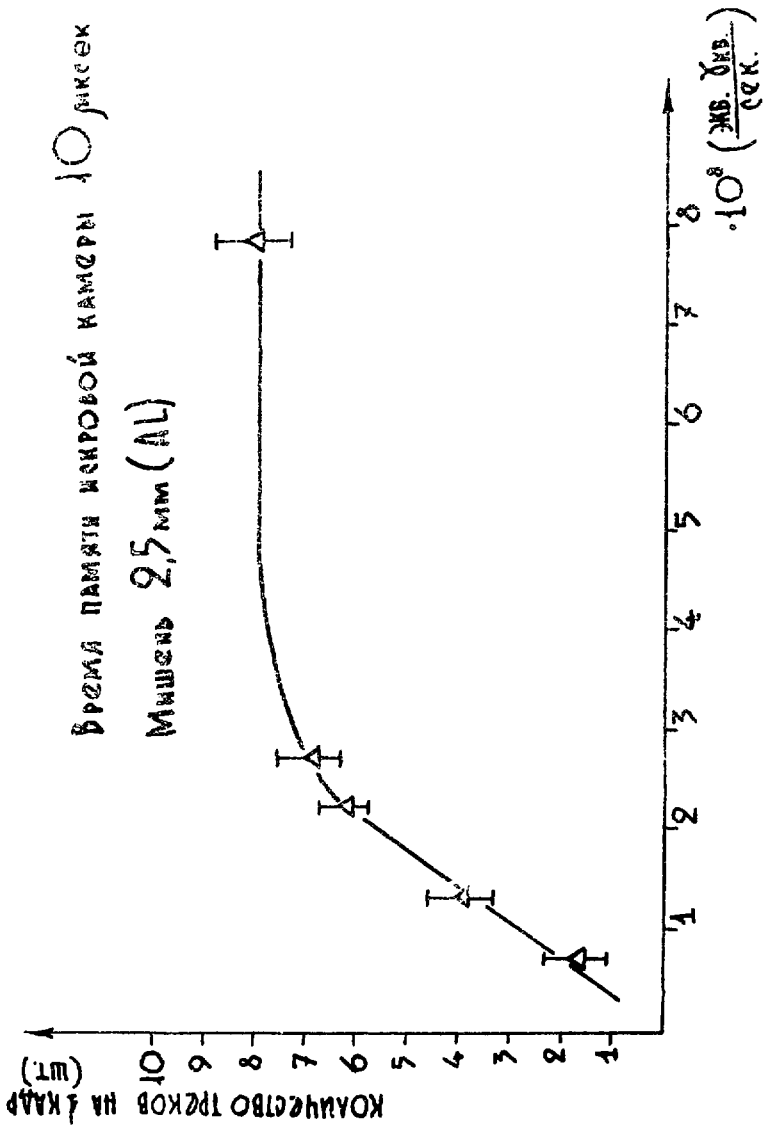


Рис. 3

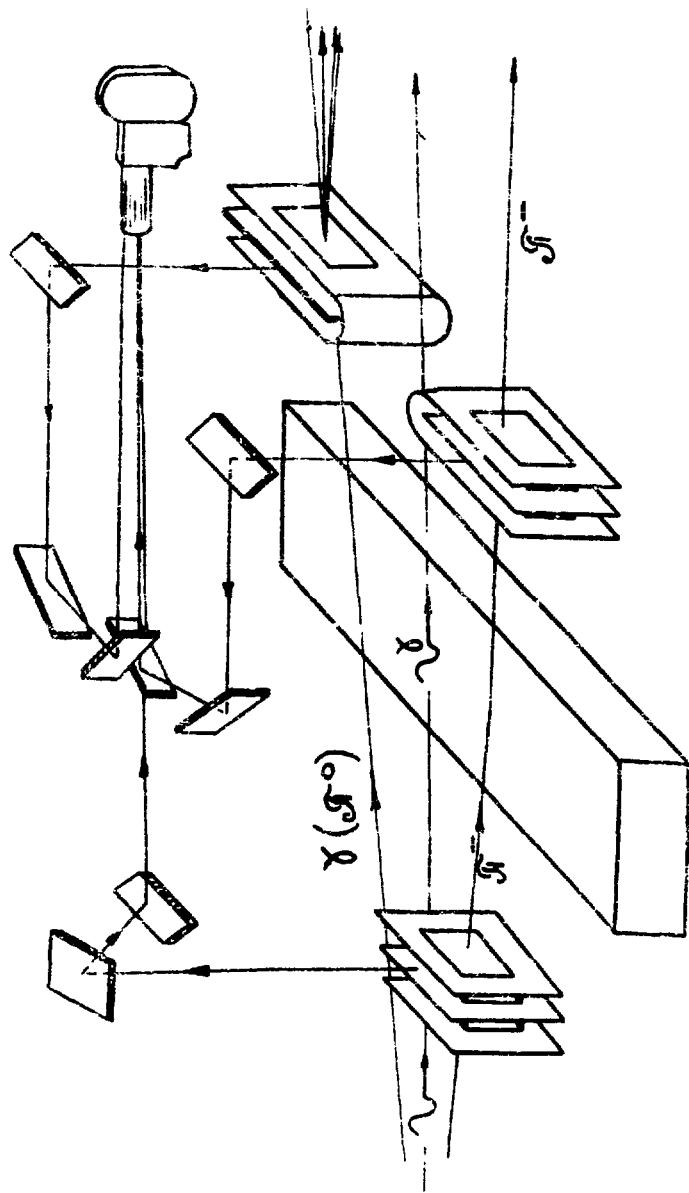


Рис. 4

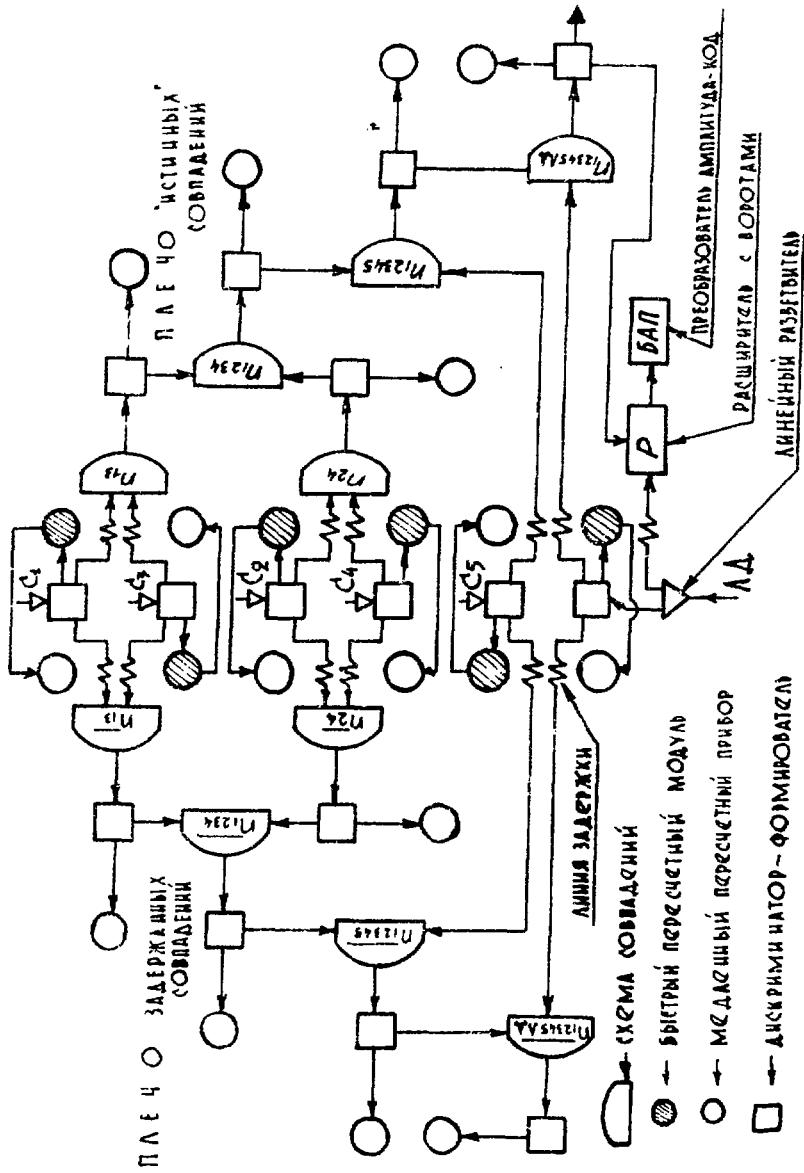


Рис.5

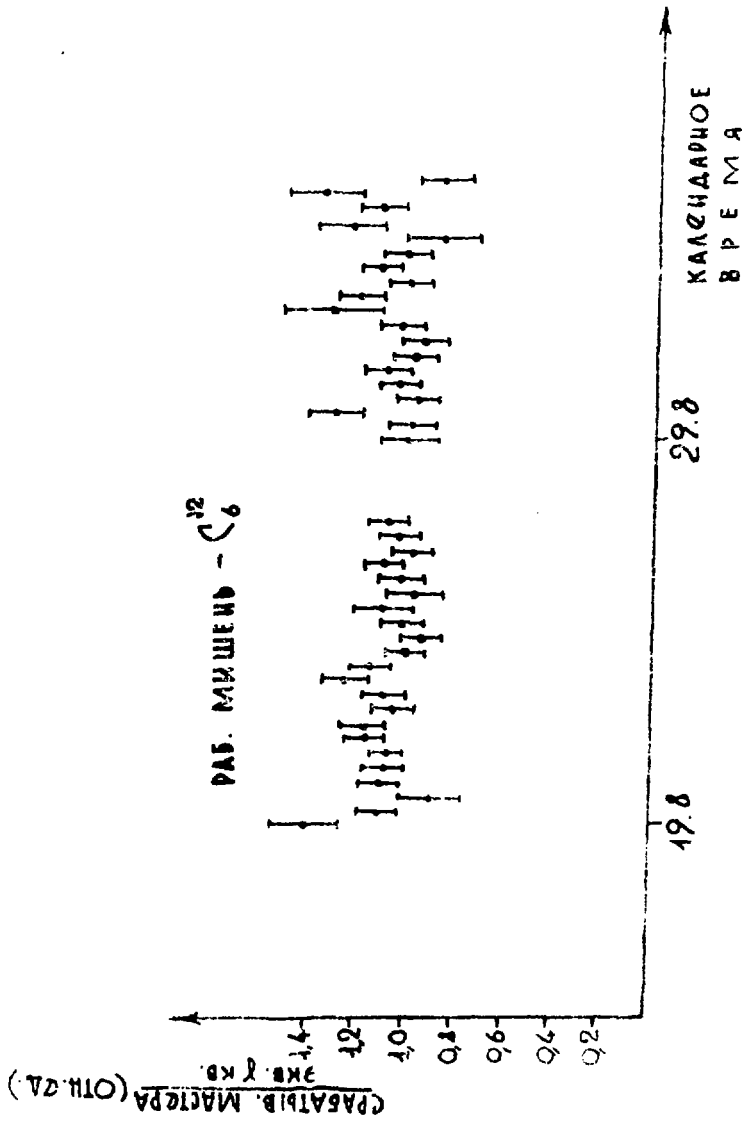


Рис. 6

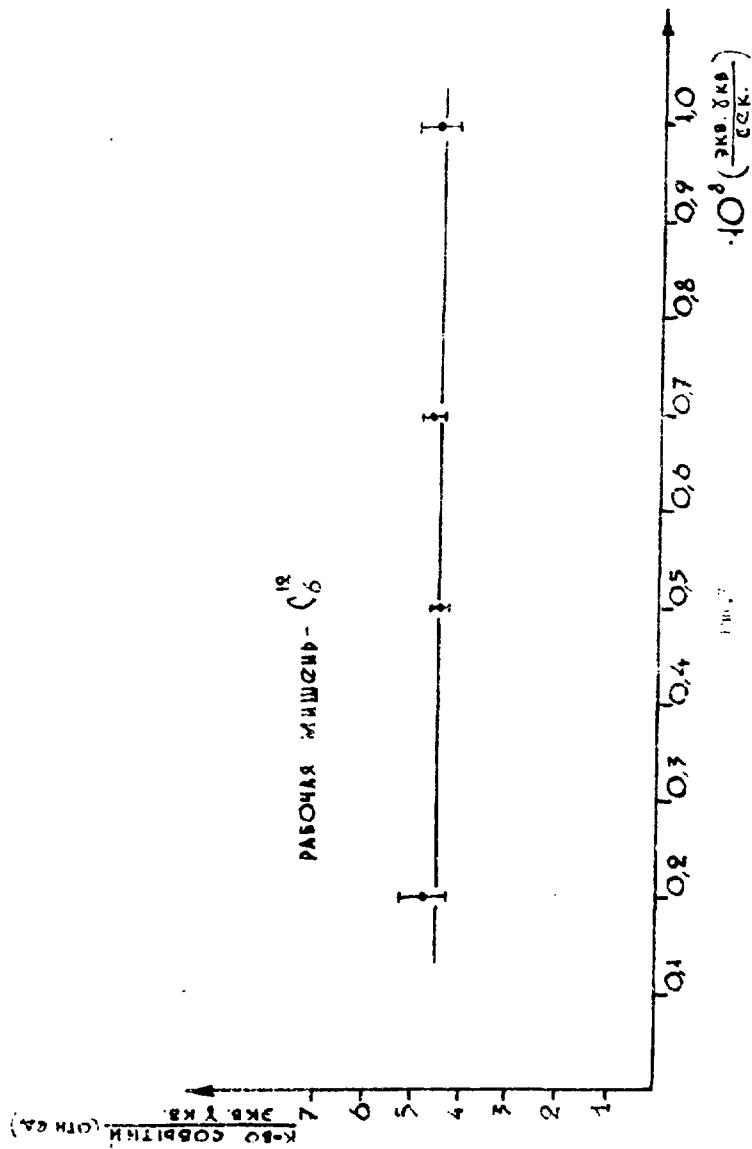


Рис. 7

Рис. 7

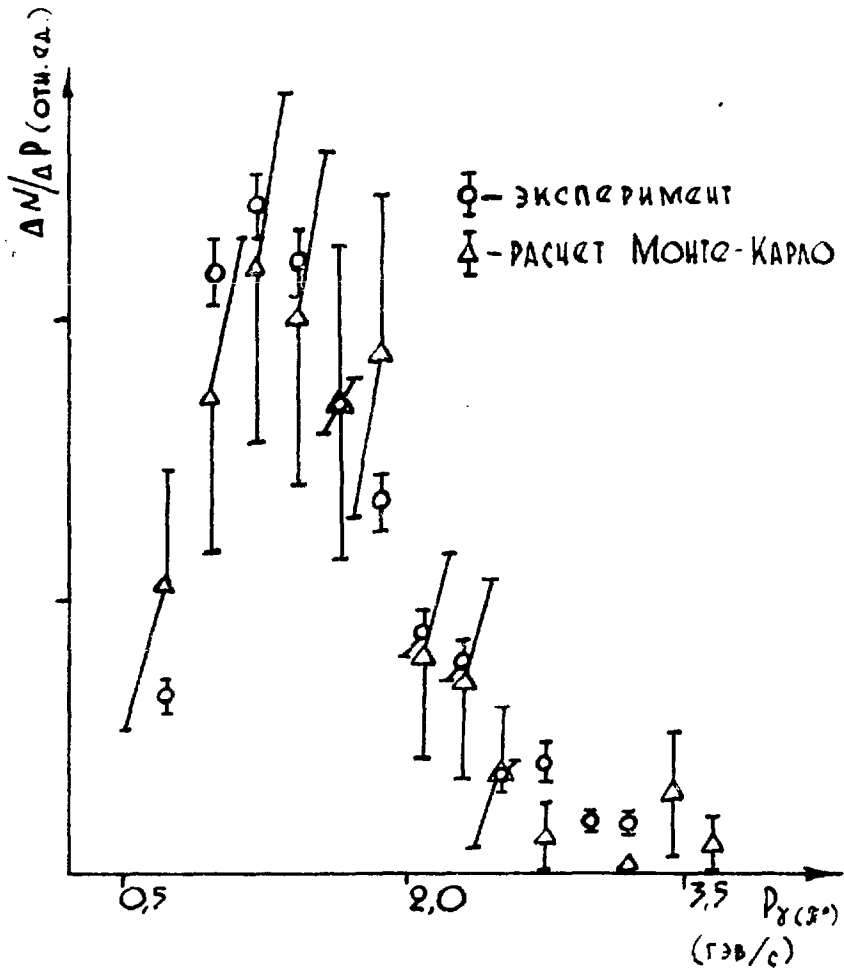


Рис. 8

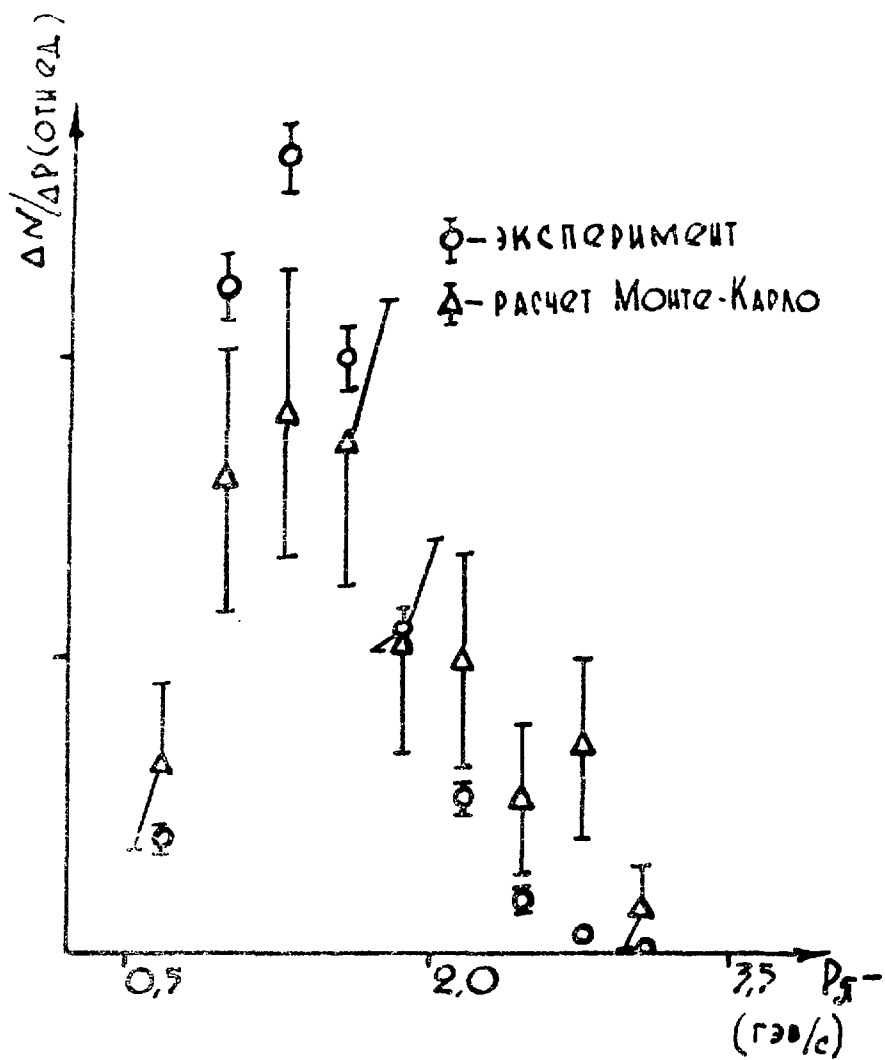


Рис. 9

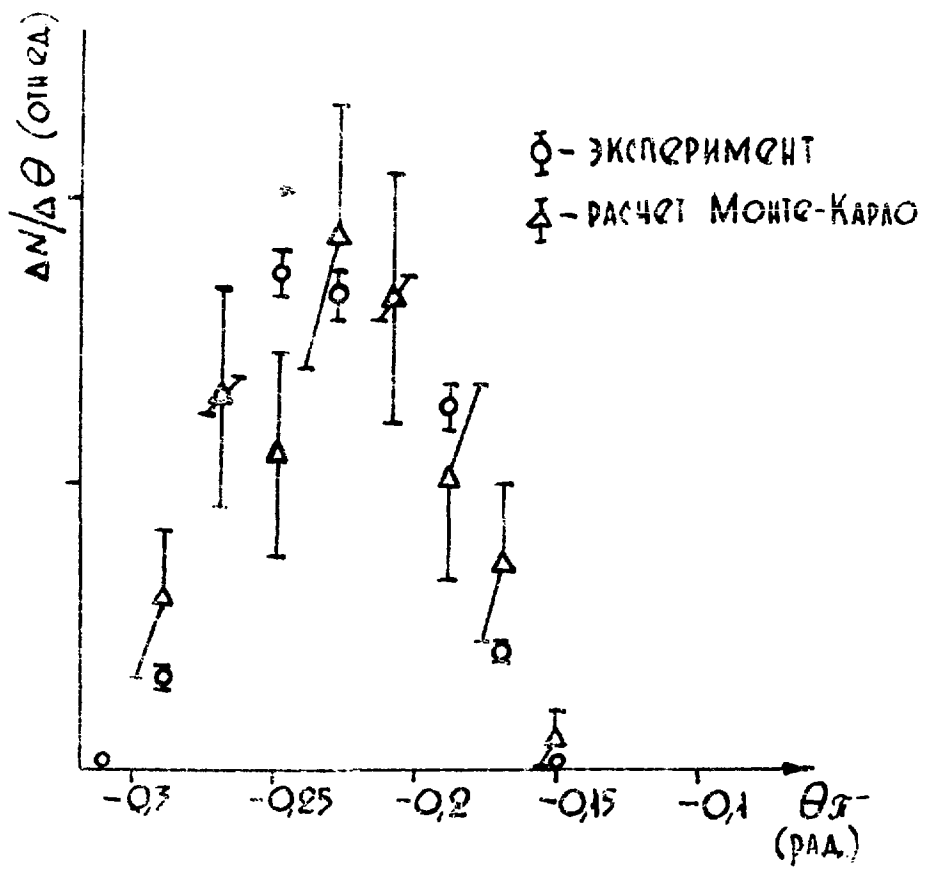


Рис.10

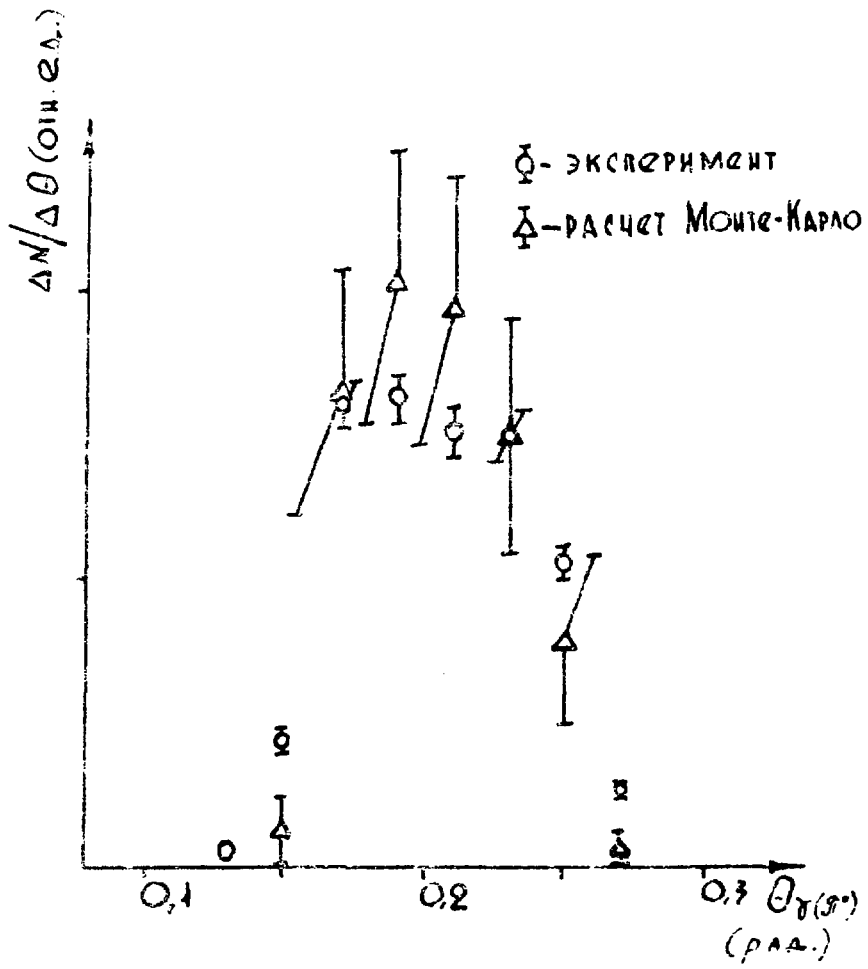


Рис.11

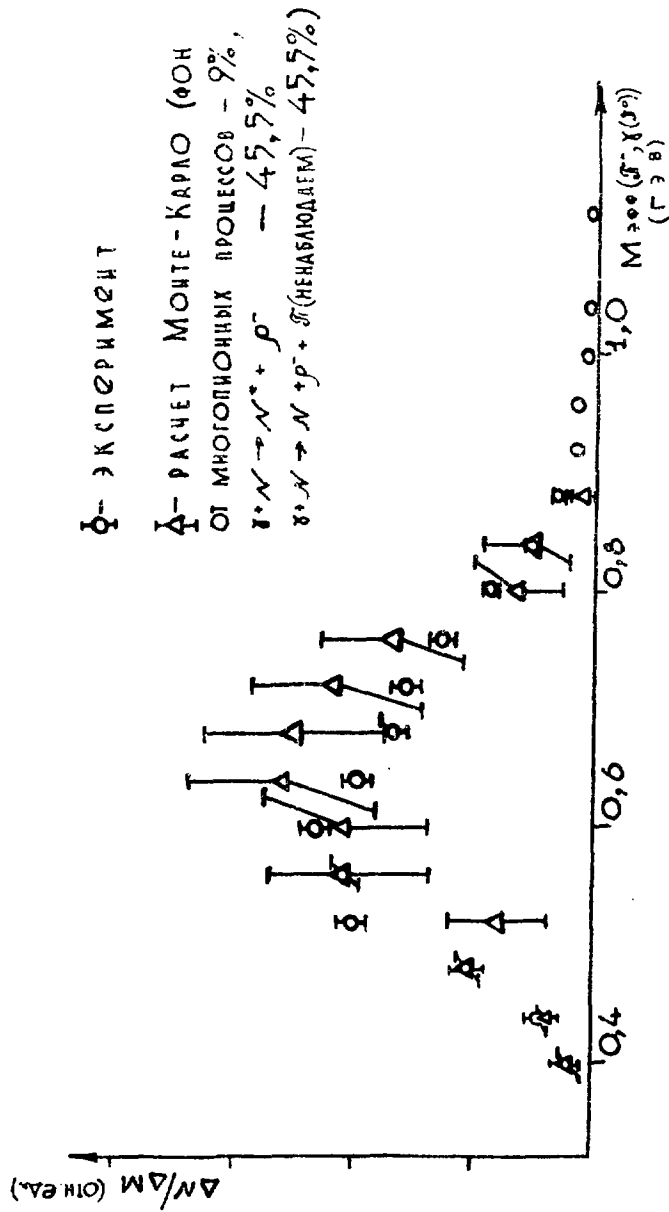


Рис.12

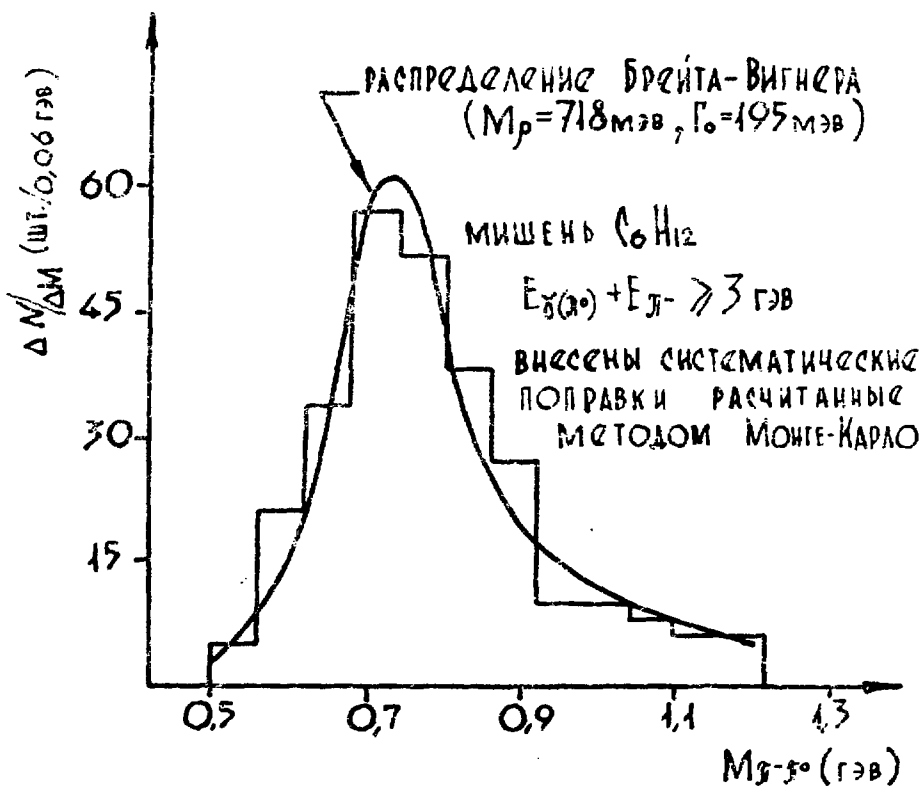


Рис. 13

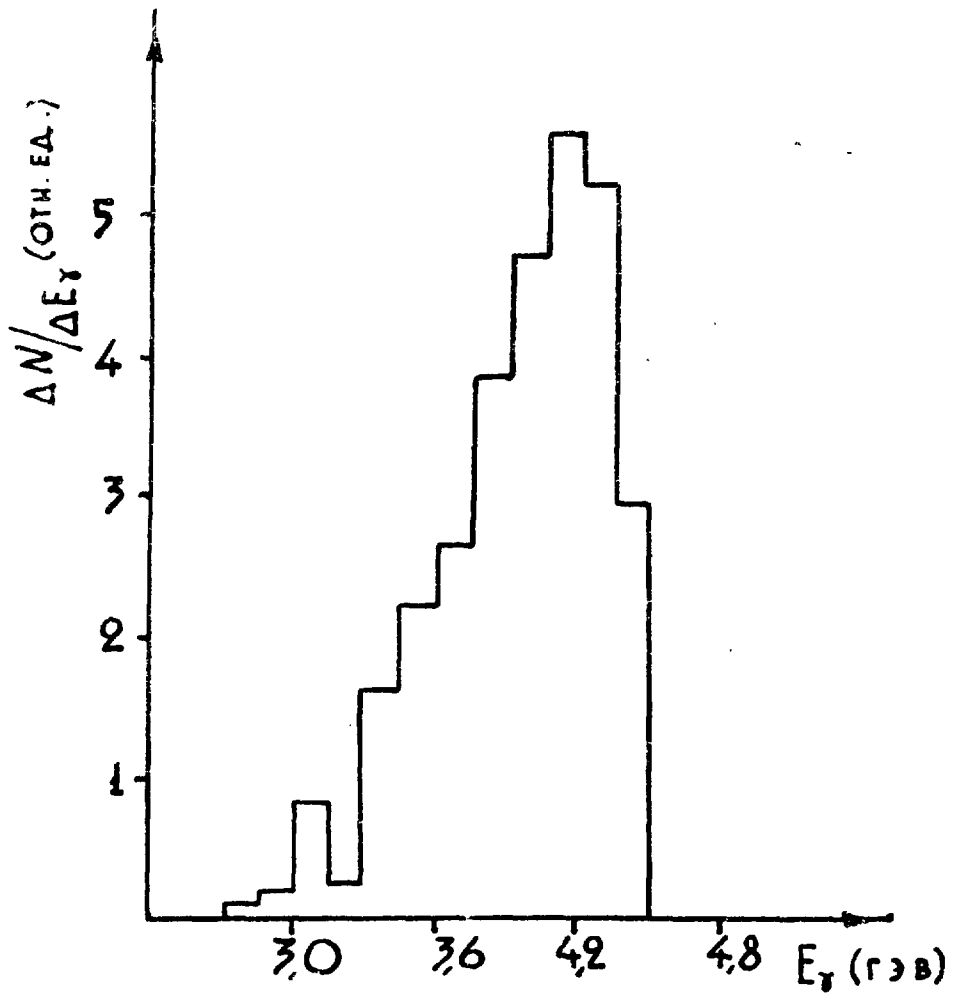


Рис.14

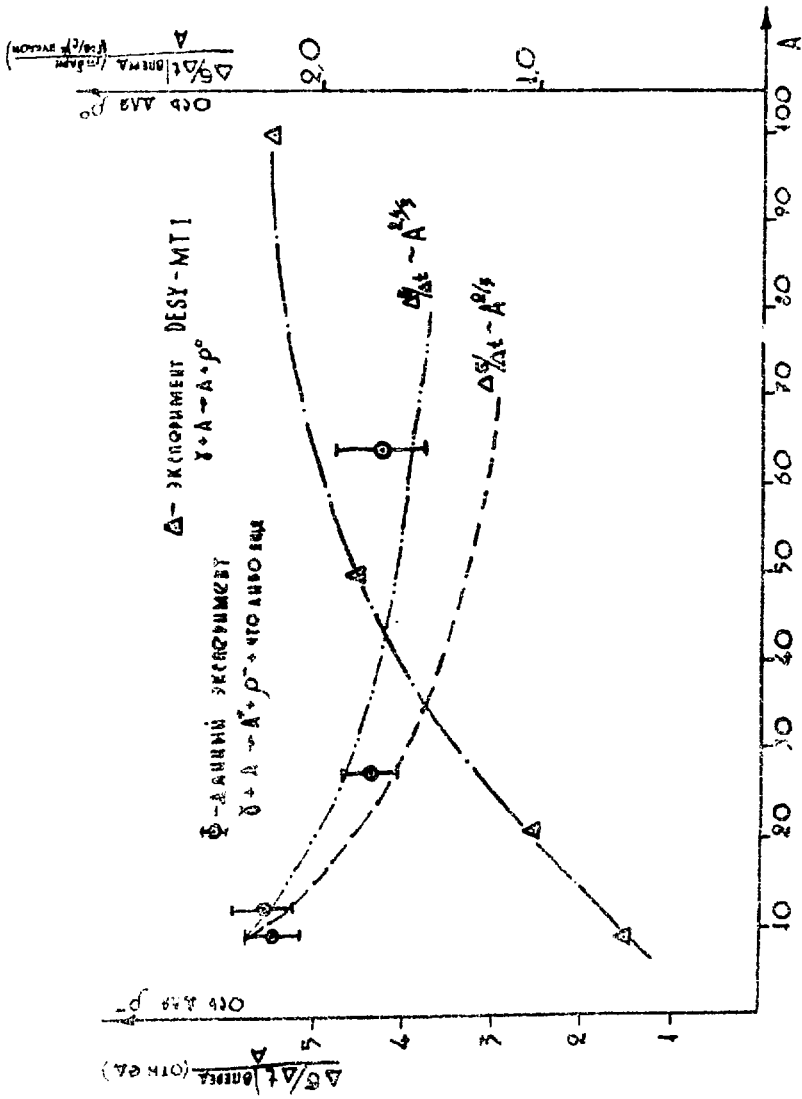


Рис.15

ТАБЛИЦА 1

РЕАКЦИЯ	СЕЧЕНИЕ σ_{tot} (μcm^2)			
	[14]	[15]	[16]	SI, VM
$\delta p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^+$	182 ± 20	$24,6 \pm 1,4$		
$\delta p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$				9 ± 1
$\delta p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^+$				10 ± 1
$\delta p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^-$		$30 \pm 0,7$		
$\delta p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+$				$1,1 \pm 0,2$
$\delta p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^+$				$1,8 \pm 0,3$
$\delta n \rightarrow p \pi^- \pi^-$			$5 \pm 1,5$	
$\delta n \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^+$			$10,8 \pm 2,5$	
$\delta n \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+$			}	$0,96 \pm 0,2$
$\delta n \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^+$				$12,5 \pm 4$
$\delta n \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+$			}	$0,87 \pm 0,2$
$\delta n \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^+$				$4,2 \pm 2,9$
$\delta n \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^+$			}	$4,8 \pm 0,2$
$\delta n \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^+$				$5,5 \pm 3,2$
$\delta n \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^+$			}	$0,6 \pm 0,1$
$\delta n \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^+$				$0,12 \pm 0,09$
$\delta n \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^-$			}	$11,4 \pm 0,5$
$\delta n \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^+$				$2,0 \pm 0,3$
$\delta n \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^+$			}	30 ± 10
$\delta n \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^+$				$0,54 \pm 0,11$

ЛИТЕРАТУРА

1. R.Anderson et al.Phys.Rev.D1,Series 3,27 (1970).
2. H.Alvensleben et al.Phys.Rev.Lett.23,1058 (1969).
3. H.S.Behrend et al.Phys.Rev.Lett.24,336 (1970).
4. М. В.Анохин и др. ПТЭ 4, 46, 1972.
5. F.James WSOS ,FOWL, CERN, Program Library.
6. Л.С.Ветроградов, Н.С.Заикин. Б.П.ОИЯИ ЛВТА
Фортран ИП БП ИО WSOS-I 10.10.70.
7. R.P.Grigorian et al. Препринт ЕФИ-ТФ-2(72)
8. Satz, Phys.Lett.25B, n1,27 (1967).
9. М. В. Анохин и др. Сцинтилляционный детектор электронов и фотонов. Труды ХУ Международной конференции по приборам и аппаратуре физики высоких энергий. Дубна, 1970.
10. J.D.Jackson, Nuovo Cim.,34,1644 (1964).
11. СС.Ting Electromagnetic interactions Pr.DESY F3 1/4
Sept.1968.
12. Kolbig and B.Margolis Nucl.Phys.B6 (1968)85-101.
13. L.Bertochi,A.Tehou,Inclusive pion production off
nuclei, Preprint IC 173/184.
14. Y.Eisenberg et al.,SLAC-PUB-933 1971 (exp.)
15. J.Ballan et al.Ph.R.Lett.21,1541 (1968).
16. АВНМ coll.Nucl.Phys.B38,628 (1972).
Рукопись поступила 4-го июля 1976г.

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

Заказ 670 ВФ-03976 Тираж 299
Подписано к печати 31/УШ-76г. Формат издания 30 x 40
2,0 уч. изд. л. Ц. 14 к.

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

