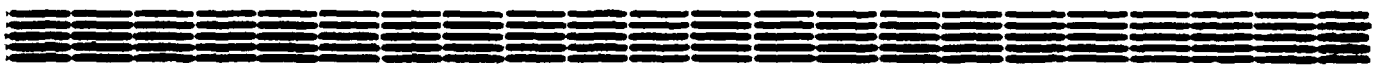


40

AM 97 00002

Препринт ЕФИ-1361(56)-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



AM9700002

Г.Р.ГУЛКАНЯН, В.Г.КАКОЯН, И.М.РАВИНОВИЧ,  
Г.А.ХУДАВЕРДЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ  $dc \rightarrow \pi^- p x$  И  $dc \rightarrow \pi^+ \pi^- x$  ПРИ  
ЭНЕРГИИ 1 ГэВ НА НУКЛОН

ЦНИИатоминформ  
ЕРЭВАН - 1991

**POOR QUALITY  
ORIGINAL**

VOL 28 № 13



Центральный научно-исследовательский институт информации  
и технико-экономических исследований по атомной энергии  
и технике (ЦНИИАтоминформ) 1998 г.

## I. Введение

Данная работа является частью проводимых, при помощи 2-х метровой пропановой пузырьковой камеры (ППК) ЛВЭ ОИЯИ, систематических исследований процессов образования  $K^-$ -мезонов во взаимодействиях дейтронов с ядерными мишенями в ГэВ-ной области энергий. Интерес к изучению таких взаимодействий вызван, в частности, тем, что именно в них осуществляются оптимальные (с энергетической точки зрения) условия генерации пучков  $\Lambda^-$ -мезонов для применения последних в ионном катализе ядерных реакций синтеза ([1-3]). В наших предыдущих работах [4-9] измерены выходы и инклюзивные спектры  $K^-$ -мезонов во взаимодействиях дейтронов с энергией 1 ГэВ на нуклон с ядрами углерода, в пропане и в протяженных мишенях из бериллия и углерода. В данной работе получены новые экспериментальные данные по полунклюзивным спектрам и корреляционным характеристикам  $K^-$ -мезонов и сопутствующих им заряженных частиц (в основном протонов) в  $dC$ -взаимодействиях при 1 ГэВ на нуклон. Получена также оценка сечения малоизученного процесса инклюзивного образования  $\Delta^0$ -изобары в ядро-ядерных столкновениях. Представленные результаты могут быть использованы для более детальной проверки предсказаний моделей ядерных

взаимодействий, применяемых при расчете ряда узлов сложной технологической цепочки производства энергии в мюонно-каталитическом гибридном реакторе [1,3].

## 2. Процедура получения экспериментальных данных

Эксперимент выполнен на 2-х метровой ППК ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучком дейтронов с энергией 1 ГэВ на нуклон (импульсом 1.7 ГэВ/с на нуклон) на Дубненском синхрофазотроне. При просмотре стереофотоснимков с ППК отбирались события с рождением  $\pi^-$ -мезонов во взаимодействиях дейтронов в пропане ( $C_3H_8$ ). Отобранные события измерялись на полуавтоматических устройствах, связанных в линию с управляющей мини ЭВМ, и обсчитывались по программе геометрической реконструкции ГЕОФИТ.

Инклюзивные характеристики  $\pi^-$ -мезонов во взаимодействиях дейтронов в пропане и с ядрами углерода изучена нами в работах [4-8] на основе 1600 событий. Как отмечалось ранее [5], примерно 87% этой выборки соответствует реакциям рождения (по крайней мере одного)  $\pi^-$ -мезона в  $dC$ -взаимодействиях. Остальные 13% событий соответствуют 4-х лучевым водородным взаимодействиям с рождением  $\pi^-$ -мезона. Для вычитания вклада водородных событий была использована процедура [8], основанная на кинематическом анализе событий, имеющих удовлетворительное качество измерения всех вторичных треков (таких событий оказалось 866). Отборным углеродным событиям с рождением (по крайней мере одного)  $\pi^-$ -мезона соответствует сечение  $\sigma = 67.4 \pm 4.4$  мб [5,8].

Все вторичные положительно заряженные частицы считались протонами, за исключением идентифицированных  $\pi^+$ -мезонов (с

импульсами  $P < 700$  МэВ/с) и сравнительно высокоэнергичных дейтронов в трехмерных событиях, удовлетворяющих кинематике элементарной нейтронной реакции  $d, n^+ \rightarrow dp\pi^-$  (см. ниже).

### 3. Множественности вторичных частиц, сопровождающих рождение $\pi^-$ -мезона.

В таблице I приведены средние множественности  $\langle n_h \rangle$  сопровождающих частиц в реакциях



где  $h$  означает тип сопровождающего заряженного адрона. Средняя множественность для сопровождающих  $\pi^-$ -мезонов равна  $\langle n_{\pi^-} \rangle = 0.032 \pm 0.006$ , для идентифицированных  $\pi^+$ -мезонов  $\langle n_{\pi^+} \rangle = 0.177 \pm 0.014$ , для остальных положительно заряженных частиц, подавляющую часть которых составляют протоны,  $\langle n_p \rangle = 3.10 \pm 0.05$ . Средняя множественность нерелятивистских протонов ( $P < 700$  МэВ) составляет  $\langle n_p \rangle = 1.79 \pm 0.05$ , а средняя множественность протонов, вылетающих назад в л.с.к.  $\langle n_{\bar{p}} \rangle = 0.30 \pm 0.02$ .

Распределения по числу всех протонов и нерелятивистских протонов показаны на рис. 1, а распределения по числу всех заряженных пионов в реакции (I) - на рис. 2.

### 4. Характеристики реакций $dC \rightarrow \pi^+\pi^-X$ и $d, n^+ \rightarrow dp\pi^-$

Примерно в 17% событий реакции (I) рождается  $\pi^+$ -мезон. Сечение реакции



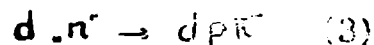
равно  $\sigma = 11.1 \pm 1.2$  мб. Характерной особенностью рождения

пары ( $\bar{\pi}^+ \pi^-$ ) в  $dC$ -взаимодействиях является идентичность спектров  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезонов в силу изотопической инвариантности.

Как видно из рис. 3 и 4, импульсные и угловые распределения  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезонов в пределах ошибок близки друг к другу. Это обстоятельство свидетельствует об отсутствии систематических погрешностей в идентификации  $\pi^+$ -мезонов в области  $P_{\pi} < 600-700$  МэВ/с. Средние этих распределений для  $\pi^-$ -мезонов представлены в табл. 2. Там же для сравнения приведены средние характеристики инклюзивного рождения  $\pi^-$ -мезонов в реакции  $dC \rightarrow \pi^- X$  [8]. Видно, что  $\pi^-$ -мезоны в реакции (2) рождаются с заметно меньшими импульсами и под большими углами, чем в инклюзивном канале.

На рис. 5 показано распределение по эффективной массе пары  $M_{\pi^+\pi^-}$ , которое в области  $0.32 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.6$  ГэВ/с<sup>2</sup> хорошо описывается "фоновым" распределением, полученным путем перемешивания  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов из разных событий. На фоне быстро падающего распределения в области  $0.72 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.84$  ГэВ/с<sup>2</sup> наблюдается некоторый избыток событий, что может быть интерпретировано как подпороговое рождение  $\rho^0$ -мезона (энергетический порог этой реакции в нуклон-нуклонном взаимодействии равен  $T_N = 1.89$  ГэВ). Оценка сечения этой реакции, полученная после вычитания вклада фона, равна  $\sigma_{\rho} = 0.26 \pm 0.14$  мб. Насколько нам известно, это первая оценка сечения подпорогового рождения  $\rho$ -мезона в ядерных столкновениях.

При нашей энергии основным каналом  $dC$ -взаимодействий, в которых рождение  $\pi^-$ -мезона сопровождается образованием быстрого дейтрона, является реакция



на квазисвободных нейтронах ядра углерода.

Для изучения характеристик реакции (3) отбирались трехлучевые события и для них строилось распределение по квадрату недостающей массы  $M^2$  в предположении, что импульс дейтрона в этой реакции превышает импульс протона отдачи. Как видно из рис. 6, распределение имеет выраженный пик в области малых  $|M^2|$ . Заштрихованная часть гистограммы соответствует событиям, для которых дебаланс продольного и поперечного импульсов не превышает ожидаемый для реакции (3) разброс этих величин из-за погрешностей измерения и Ферми-движения нейтрона,  $|\Delta P_L| < 0.45$  ГэВ/с и  $|\Delta \vec{P}_T| < 0.3$  ГэВ/с. Сечение реакции (3) оценивалось по событиям, удовлетворяющим этим условиям и ограничению  $|M^2| < 0.15$  (ГэВ/с<sup>2</sup>)<sup>2</sup>:  $\sigma(d, n^+ \rightarrow d p \pi^-) = 2.6 \pm 0.5$  мб. Интересно сравнить это значение с сечением изотопически сопряженной реакции на свободном нуклоне  $p d \rightarrow d n \pi^+$  при близкой начальной энергии 1.1 ГэВ:  $\sigma(p d \rightarrow d n \pi^+) = 0.59 \pm 0.07$  мб [10]. Отношения сечений  $N_{\pi^+} = \sigma(d, n^+ \rightarrow d p \pi^-) / \sigma(p d \rightarrow d n \pi^+) = 4.4 \pm 1.0$  представляет собой эффективное число квазисвободных нейтронов углерода для указанной реакции.

Средние значения импульса и угла вылета  $\pi^-$ -мезона для реакции (3) приведены в табл. 2. Видно, что эти значения близки к соответствующим характеристикам  $\pi^-$ -мезонов в инклюзивном канале.

### 5. Полуинклюзивные спектры и корреляционные характеристики реакций $dC \rightarrow \pi^- p X$

Более подробную информацию о механизмах неупругого  $dC$ -взаимодействия содержат полуинклюзивные спектры и корреляцион-

ные характеристики  $\pi^-$ -мезонов и протонов в реакции



На рис. 7 - 8 представлены распределения по импульсу и косинусу угла вылета протонов в реакции (4). Среднее значение импульса равно  $\langle P_p \rangle = (0.729 \pm 0.012)$  ГэВ/с, косинуса угла вылета  $\langle \cos \vartheta_p \rangle = 0.636 \pm 0.009$ . Высокоимпульсная часть распределения ( $P_p > 1.2$  ГэВ/с) обусловлена, в основном, стриппинговыми протонами. Эффект стриппинга четче проявляется в импульсном распределении наиболее быстрого протона (рис. 9), имеющем выраженный пик в области  $P_p \sim 1.7$  ГэВ/с (половина импульса налетающего дейтрона). На рис. 10 представлено распределение по квадрату поперечного импульса протона, которое хорошо описывается суммой двух экспонент с наклонами  $b_1 = (18.1 \pm 1.1)$  и  $b_2 = (4.5 \pm 0.4)$  (ГэВ/с) $^{-2}$ .

На рис. 11 и 12 показаны зависимости среднего импульса от угла вылета и среднего угла от импульса протона. Видно, что для вперед летящих протонов  $\langle P_p \rangle$  заметно уменьшается с ростом  $\vartheta_p$ , а при углах  $\vartheta_p > 90^\circ$  слабо зависит от  $\vartheta_p$ . Средний угол  $\langle \vartheta_p \rangle$  сильно падает с ростом импульса до  $P_p \sim 1.2 - 1.4$  ГэВ/с, а при больших импульсах слабо зависит от  $P_p$ .

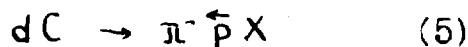
На рис. 13 представлены инвариантные спектры протонов в зависимости от кинетической энергии  $T_p$  для различных интервалов угла вылета. Видно, что с увеличением угла спектры падают быстрее. В области малых углов (особенно при  $\vartheta_p < 6^\circ$ ) основной вклад в спектры дают стриппинговые протоны. Для угловых интервалов при  $\vartheta_p > 15^\circ$  спектры аппроксимировались зависимостью

$$f(T) = A_1 e^{-T/T_1} + A_2 e^{-T/T_2}$$

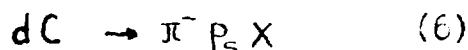
фитированные параметры которых приведены в табл. 3. Для интер-

валов ( $30^\circ - 50^\circ$ ) и ( $50^\circ - 90^\circ$ ) спектры удовлетворительно описываются суммой двух экспонент, а для интервалов  $\vartheta > 90^\circ$ ,  $90^\circ < \vartheta < 120^\circ$  и  $120^\circ < \vartheta < 180^\circ$  — одной экспонентой при  $T_p > 0.02$  ГэВ. Видно, что с увеличением угла параметр  $T_1$  уменьшается от  $\sim 40$  МэВ до  $\sim 20$  МэВ.

На рис. 14 и 15 приведены импульсные и угловые распределения  $\pi^-$ -мезонов в реакции



сопровождающейся образованием назад летящего протона, и в реакции



сопровождающейся образованием протона с импульсом  $P_p > 1.2$  ГэВ/с и углом вылета  $\vartheta_p < 6^\circ$  (основная часть таких протонов является стриппинговым). Для сравнения приведены также распределения для инклюзивного канала  $dC \rightarrow \pi^- X$  [8]. Средние значения этих распределений, а также сечения процессов (5) и (6) приведены в табл. 2. Видно, что вид спектров  $\pi^-$ -мезонов в полуйнклюзивных процессах (5) и (6) значительно не отличается от вида инклюзивных спектров. Однако средние значения импульса  $\pi^-$ -мезона несколько меньше, чем в инклюзивном канале.

На рис. 16 приведена зависимость среднего импульса  $\langle P_{\pi^-} \rangle$  и среднего угла вылета  $\langle \vartheta_{\pi^-} \rangle$   $\pi^-$ -мезона от максимального импульса  $P_p^{\max}$  сопровождающих протонов в реакции (4). Видна лишь слабая зависимость  $\langle P_{\pi^-} \rangle$  и  $\langle \vartheta_{\pi^-} \rangle$  от  $P_p^{\max}$  в области  $P_p^{\max} > 0.4$  ГэВ/с, в то время как  $\langle \vartheta_{\pi^-} \rangle$  заметно меньше, если рождение пиона не сопровождается вылетом протонов с импульсами  $P_p > 0.4$  ГэВ/с.

Ряд корреляционных характеристик между  $\pi^-$ -мезонами и протонами в реакции (4) представлен на рис. 17 и 18. На рис. 17

показано распределение по азимутальному углу  $\varphi$  между пионом и протоном в поперечной (к направлению пучка) плоскости. Видна небольшая, но статистически обеспеченная анизотропия распределения по  $\varphi$ , которая, по-видимому, отражает закон сохранения суммарного импульса в поперечной плоскости. Коэффициент асимметрии равен:

$$a = \frac{N(\varphi > 90^\circ) - N(\varphi < 90^\circ)}{N(\varphi > 90^\circ) + N(\varphi < 90^\circ)} = 0.07 \pm 0.02$$

На рис. 18 представлена корреляционная функция

$$R(y_\pi, y_p) = \frac{\sigma d^2\sigma / dy_\pi dy_p}{(d\sigma/dy_\pi)(d\sigma/dy_p)} - 1$$

между быстротами пиона и протона (вычисленными в л.с.к.). Фиксированные значения  $y_p$  и  $y_\pi$  обозначены на рисунке. Видно, что в пределах экспериментальных ошибок значимые быстрое корреляции отсутствуют.

#### 6. Оценка сечения образования $\Delta^0$ -изобары

В настоящее время отсутствуют измерения сечения инклюзивного образования  $\Delta^0$ -изобары в ядро-ядерных взаимодействиях. Трудность выделения распадов  $\Delta^0 \rightarrow p\bar{\pi}^-$  (составляющих всего 1/3 от распадов  $\Delta^0$ ) в этих взаимодействиях связана с наличием значительного фона от сопутствующих протонов и со вторичными взаимодействиями продуктов распада изобары в ядрах. В dC-взаимодействиях указанные обстоятельства сильнее сказываются в области фрагментации углерода. По этой причине мы ограничились поиском образования  $\Delta^0$ -изобары в области фрагментации дейтрона, т.е. в области переменной Фейнмана  $X_F > 0$  (в с.ц.м.).

нуклон-нуклонного взаимодействия).

На рис. 19 представлено распределение по эффективной массе системы  $M(p, \bar{\pi}^-)$ , обладающей суммарным продольным импульсом  $P_{||p}^* + P_{||\bar{\pi}}^* > 0$  (в с.ц.м.  $NN$ -взаимодействия); при этом стриппинговые протоны с  $P > 1.4$  ГэВ/с и  $\bar{J} < 4^\circ$ , а также малоэнергичные протоны с  $P < 0.2$  ГэВ/с, основная часть которых составляет "испарительные" продукты углерода, исключались из рассмотрения. Экспериментальное разрешение по массе в области изобары составляет в среднем  $\Delta M \sim 25$  МэВ. Экспериментальное распределение в области масс  $M > 1149$  МэВ аппроксимировалось выражением

$$d\delta/dM \sim F_{\pm}(M)[1 + \alpha F_{\text{BW}}(M)],$$

где фоновое распределение параметризовалось в виде  $F_{\pm}(M) \sim \exp(-\beta M)$  (такая параметризация выбиралась исходя из вида распределения, получаемого путем перемешивания  $\bar{\pi}^-$ -мезонов и протонов из разных событий одинаковой топологии), а вклад резонанса - кривой Брейта-Вигнера

$$F_{\text{BW}}(M) \approx \frac{\Gamma}{(M_0^2 - M^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2}$$

где  $\Gamma = \Gamma_0 (q/q_0)^3$ ,  $q(q_0)$ -импульс пиона в с.ц.м. пары  $(p, \bar{\pi}^-)$  при массе  $M(M_0)$ .

Результат фита (с  $\chi^2_{\text{ст.св.}} = 1.3$ ) показан на рис. 19, где представлен также вклад изобары, составляющий  $(20 \pm 14)\%$  от площади фитируемого экспериментального распределения. Подогнанное значение ширины получается с большой ошибкой  $\Gamma_0 = 105 \pm 72$  МэВ, а подогнанное значение массы  $M_0 = 1289 \pm 10$  МэВ превышает табличное значение. Последнее обстоятельство, по-видимому, связано с эффектами перерассеяния в ядре углерода продуктов рас-

пада изобары, приводящими к увеличению среднего угла между ними, т.е. к сдвигу эффективной массы в сторону больших значений.

Для сечения образования  $\Delta^{\circ}$ -изобары при  $X_F > 0$  получена оценка  $\sigma_{\Delta^{\circ}} = (26 \pm 18)$  мб, а для ее средней множественности в неупругих  $dC$ -взаимодействиях ( $\sigma_{dC}^{in} = 425 \pm 21$  мб [5])

$$\langle n_{\Delta^{\circ}}(X_F > 0) \rangle = 0.06 \pm 0.04.$$

Для сравнения отметим, что средняя множественность образования  $\Delta^{\circ}$ -изобары в  $pP$ -взаимодействиях при близких начальных энергиях составляет  $\langle n_{\Delta^{\circ}} \rangle_{pP} = 0.14$  [10].

## 7. Заключение

Исследованы множественные, полуинклюзивные и корреляционные характеристики реакций  $dC \rightarrow \bar{\pi}^{\pm} h X$  при начальной энергии 1 ГэВ на нуклон, где адрон  $h$ , сопровождающим рождение  $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезона, могут быть  $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезоны и протон (в том числе, стриппинговый  $P_S$  и кумулятивный  $\hat{P}$ ). Измерены импульсные и угловые распределения  $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов в реакции (2)  $dC \rightarrow \bar{\pi}^{\pm} \bar{\pi}^{\pm} X$ ,  $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов в реакциях (5)  $dC \rightarrow \bar{\pi}^{\pm} \hat{P} X$  и (6)  $dC \rightarrow \bar{\pi}^{\pm} P_S X$ , протонов в реакции (4)  $dC \rightarrow \bar{\pi}^{\pm} p X$ . Измерены инвариантные спектры по энергии протонов в реакции (4) при различных углах вылета в области  $0^{\circ} < \vartheta_p < 180^{\circ}$ ; при углах  $30^{\circ} < \vartheta_p < 50^{\circ}$  и  $50^{\circ} < \vartheta_p < 90^{\circ}$  эти спектры хорошо описываются суммой двух экспонент, а при углах  $90^{\circ} < \vartheta_p < 120^{\circ}$ ,  $120^{\circ} < \vartheta_p < 180^{\circ}$  и  $\vartheta_p > 90^{\circ}$  — одной экспонентой.

Наблюдена корреляция между азимутальными углами  $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезона и протона в реакции (4), однако между их быстротами статистически обеспеченные корреляции отсутствуют.

Получено указание на подпороговое рождение  $\rho^0$ -мезона с сечением  $\sigma_{\rho^0} = 0.26 \pm 0.14$  мб в реакции (2). Соответствующая оценка для средней множественности на одно неупругое dC-взаимодействие равна:  $\langle n_{\rho^0} \rangle = (6 \pm 3) \cdot 10^{-4}$ .

Получена оценка эффективного числа квазисвободных нейтронов ядра углерода для реакции (3)  $d, n^{\bar{}} \rightarrow d p \bar{\pi}^-$ :  $N_{\text{эфф.}} = 4.4 \pm 1.0$ .

Оценены сечение образования  $\Delta^0$ -изобары при  $X_F > 0$  в реакции  $dC \rightarrow \bar{\pi} p X$ ,  $\sigma_{\Delta^0} = (26 \pm 18)$  мб, и ее средняя множественность в неупругих dC-взаимодействиях,  $\langle n_{\Delta^0}(X_F > 0) \rangle = 0.06 \pm 0.04$ .

Таблица 1. Средние множественности частиц, сопровождающих рождение  $\bar{\pi}^-$ -мезона в реакции (I)

$h$	$\pi^-$	$\bar{\pi}^+$	$P$	$P_{P < 700 \text{ МэВ/с}}$	$P$ -назад
$\langle n_i \rangle$	$0.032 \pm 0.006$	$0.177 \pm 0.014$	$3.10 \pm 0.05$	$1.79 \pm 0.05$	$0.30 \pm 0.02$

Таблица 2. Средний импульс и угол вылета  $\bar{\pi}^-$ -мезона в инклюзивной [8] и полуминклюзивных реакциях  $dC$ -взаимодействий.

Реакция	$\sigma$ (мб)	$\langle P \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle \vartheta \rangle$ (град)
$dC \rightarrow \bar{\pi}^- X$ [8]	$67.4 \pm 4.4$	$0.307 \pm 0.005$	$57 \pm 1$
$dC \rightarrow \bar{\pi}^- \pi^+ X$	$11.1 \pm 1.2$	$0.258 \pm 0.013$	$63.9 \pm 3.3$
$dC \rightarrow \bar{\pi}^- \bar{p} X$	$17.5 \pm 1.7$	$0.284 \pm 0.009$	$57.6 \pm 1.9$
$dC \rightarrow \bar{\pi}^- p_s X$	$26.7 \pm 2.3$	$0.278 \pm 0.008$	$60.1 \pm 2.1$
$d, n^* \rightarrow \bar{\pi}^- dp$	$2.6 \pm 0.5$	$0.304 \pm 0.028$	$55.9 \pm 5.6$

Таблица 3. Результат аппроксимации инвариантного спектра суммой двух экспонент.

$\vartheta$ (град)	$A_1$ (мбГэВ <sup>-2</sup> с <sup>3</sup> ср <sup>-1</sup> )	$T_1$ (МэВ)	$A_2$ (мбГэВ <sup>-2</sup> с <sup>3</sup> ср <sup>-1</sup> )	$T_2$ (МэВ)	$\chi^2/NDF$
15-30	$(8.2 \pm 2.5) \cdot 10^2$	$41 \pm 14$	$(2.8 \pm 0.4) \cdot 10^2$	$258 \pm 15$	28/8
30-50	$(16.2 \pm 2.4) \cdot 10^2$	$38 \pm 5$	$(1.8 \pm 0.5) \cdot 10^2$	$174 \pm 18$	11.6/9
50-90	$(15.9 \pm 1.6) \cdot 10^2$	$29 \pm 2$	$(3.0 \pm 1.9) \cdot 10$	$159 \pm 53$	6.2/9
90	$(7.3 \pm 1.1) \cdot 10^2$	$22 \pm 2$	-	-	5.8/5
90-120	$(8.7 \pm 1.6) \cdot 10^2$	$24 \pm 2$	-	-	4/5
120-180	$(6.7 \pm 1.9) \cdot 10^2$	$19 \pm 2$	-	-	2.4/5

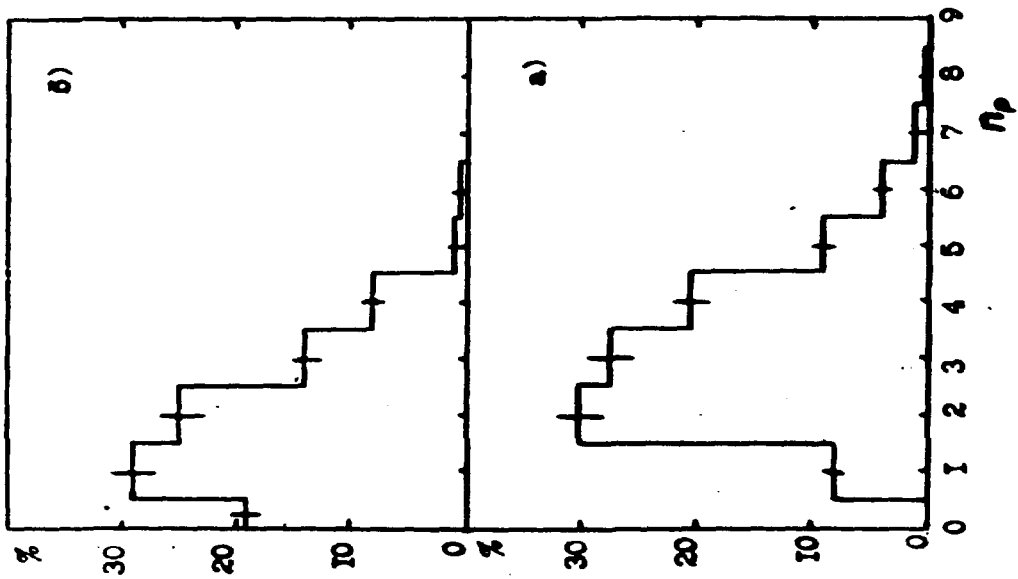


Рис. 1

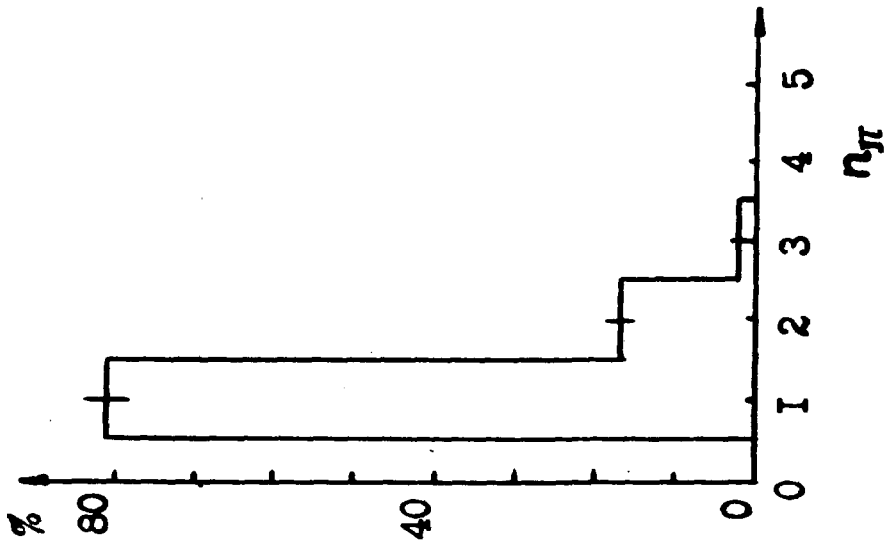


Рис. 2

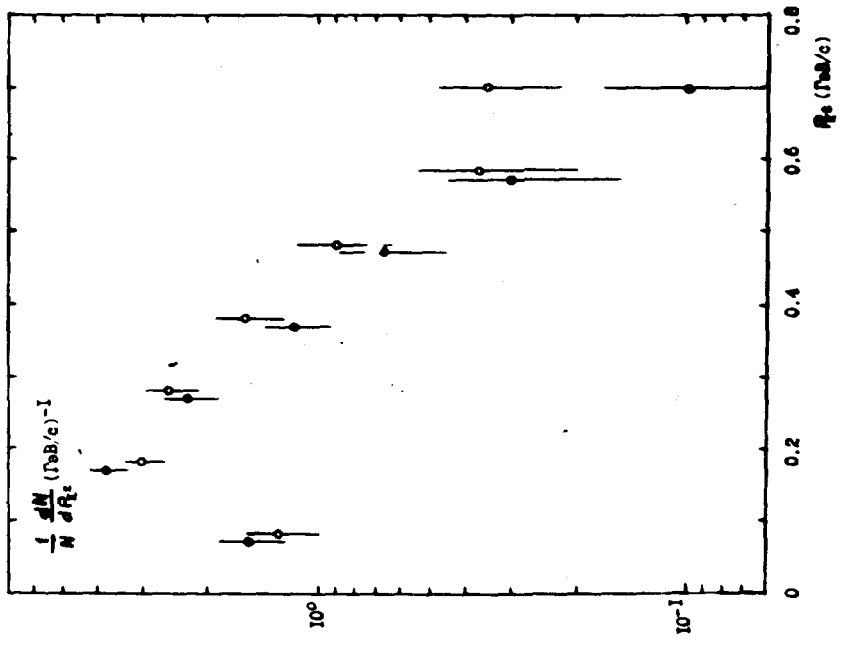


Рис. 3

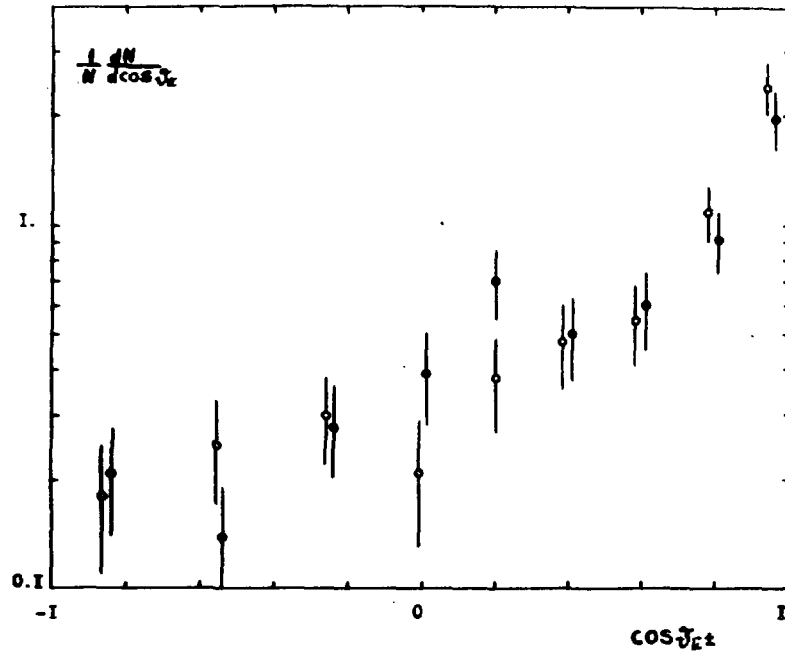


Рис. 4

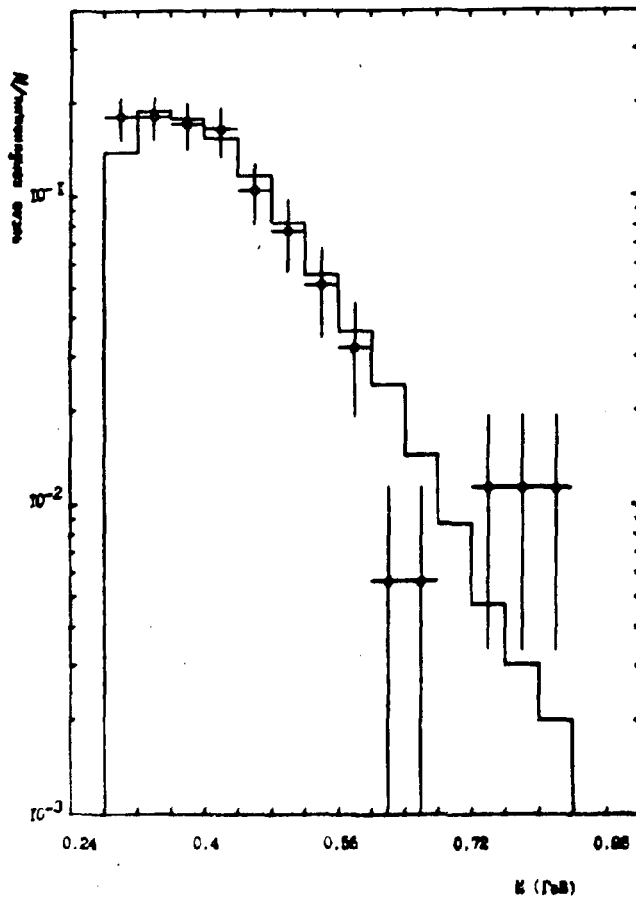


Рис. 5

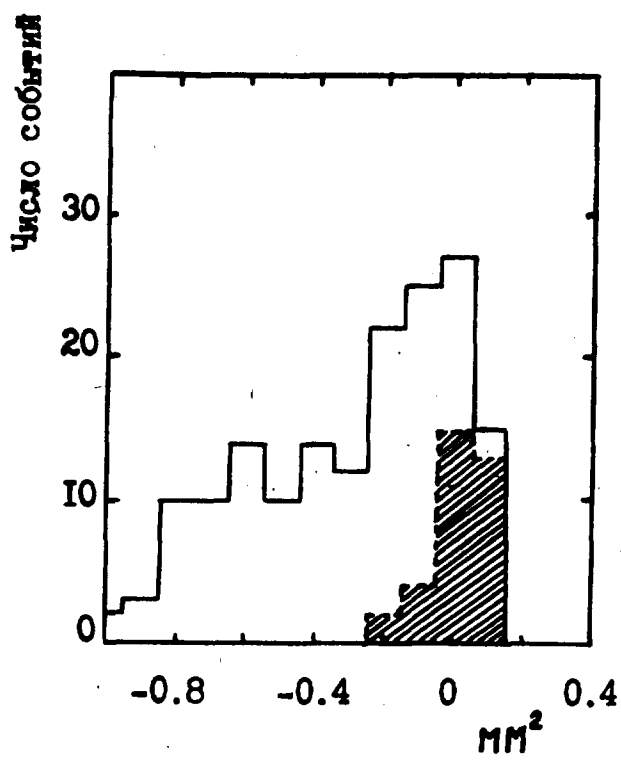


Рис. 6

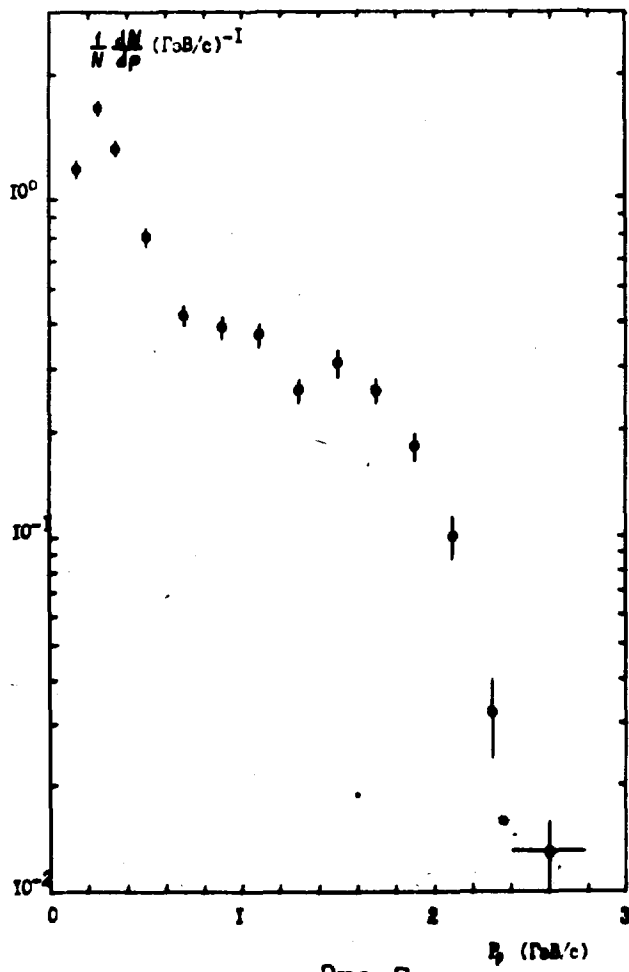


Рис. 7

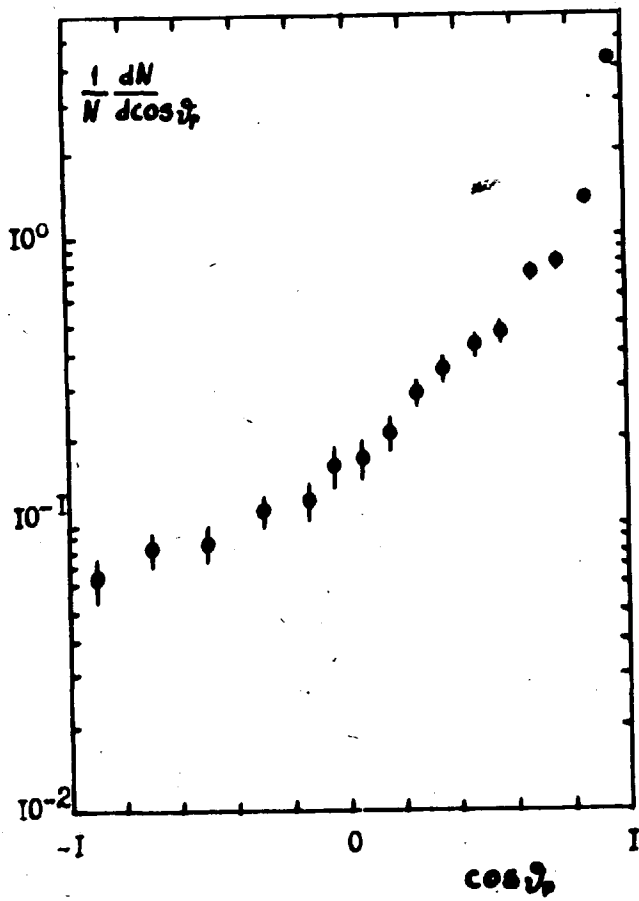


Рис. 8

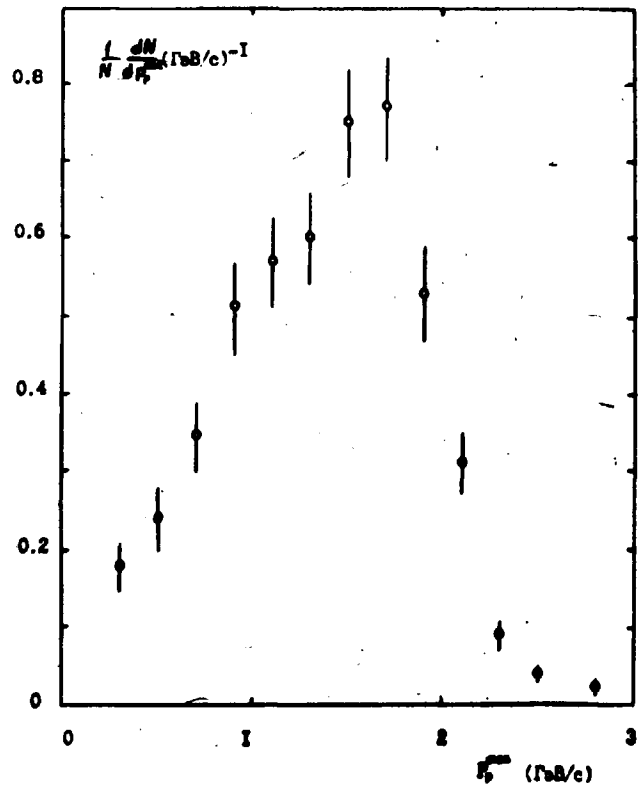


Рис. 9

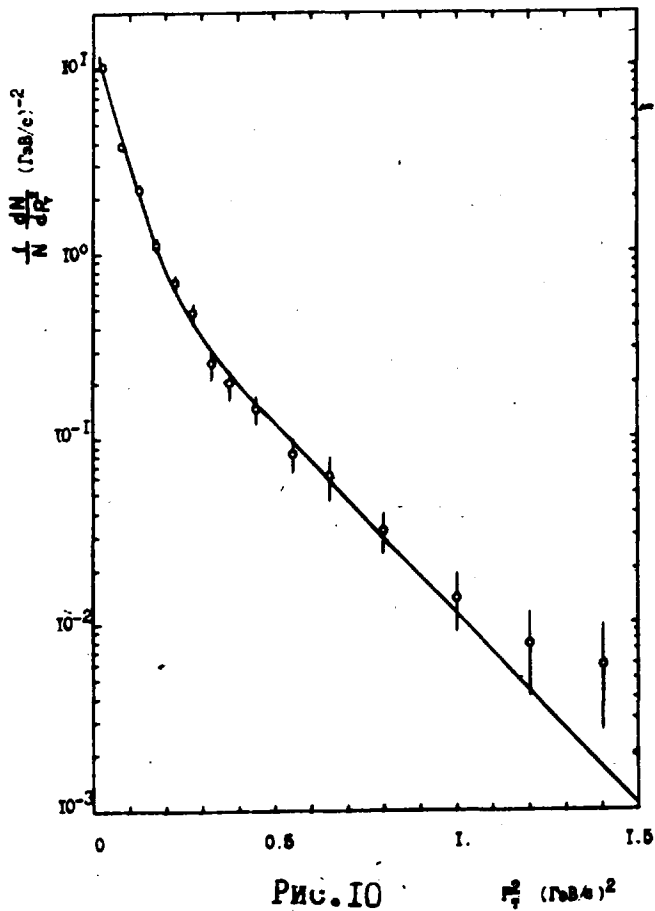


Рис. 10

$R^2 (v/c)^2$

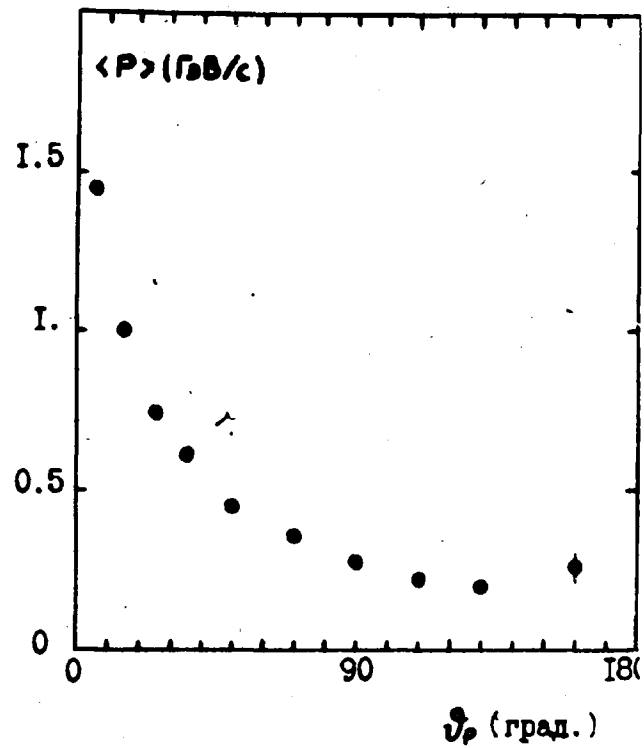


Рис. 11

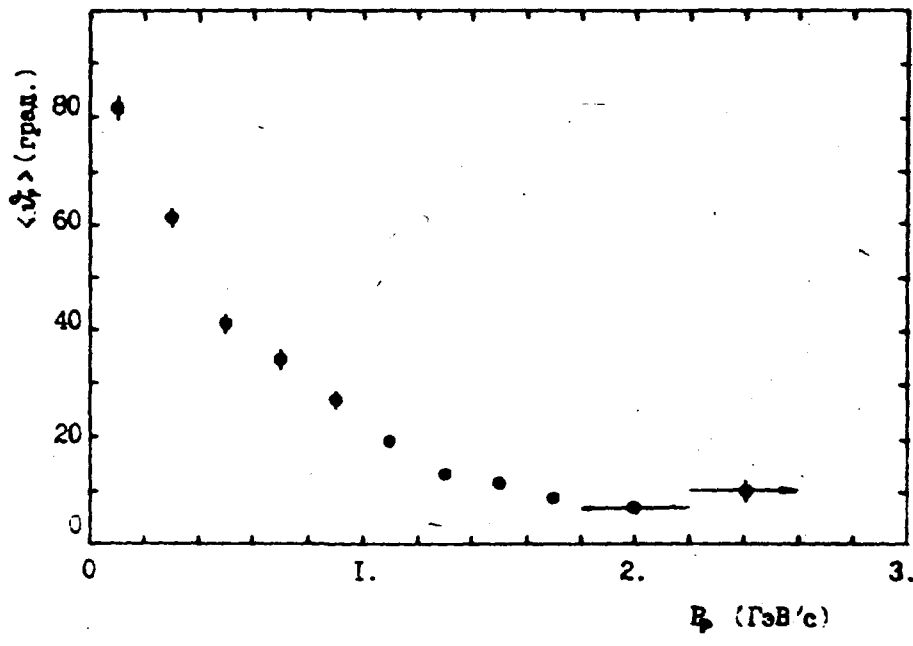


Рис. I2

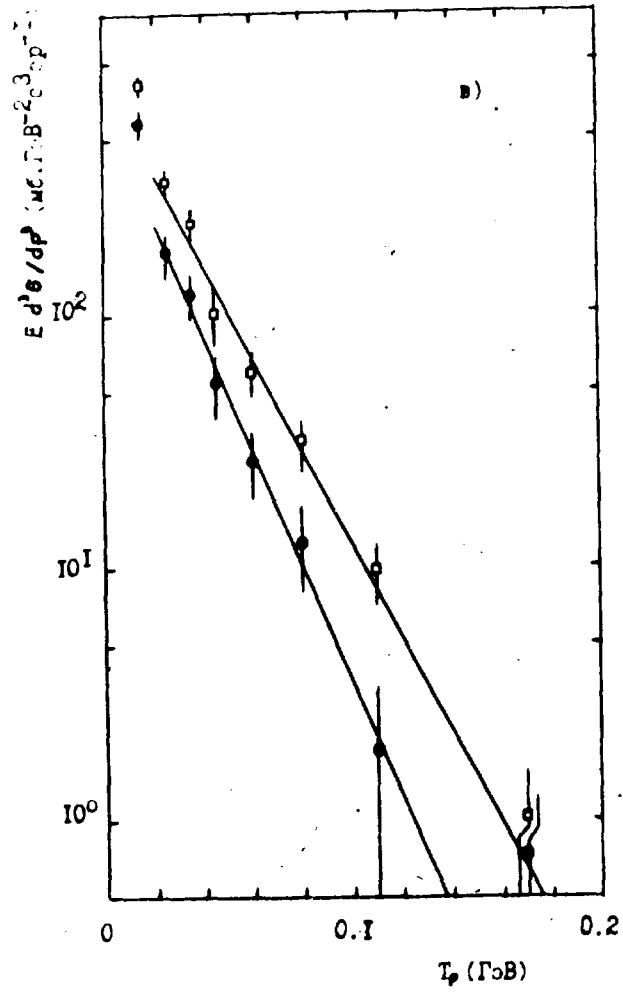
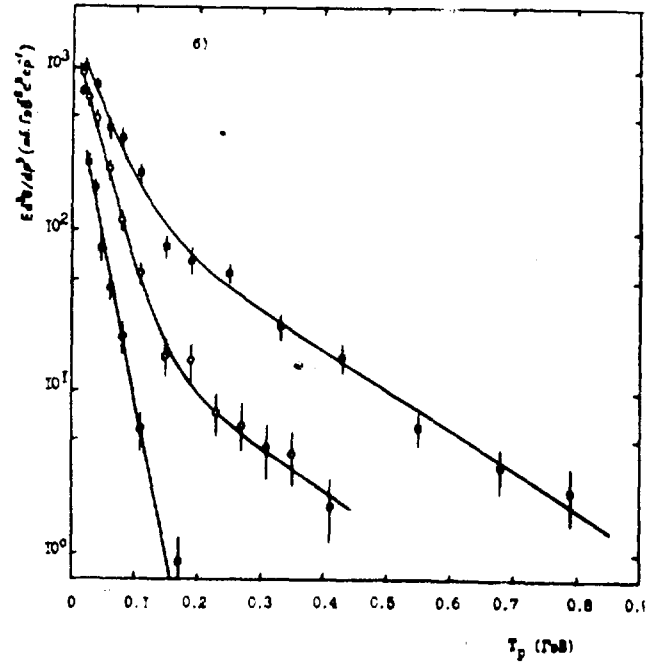
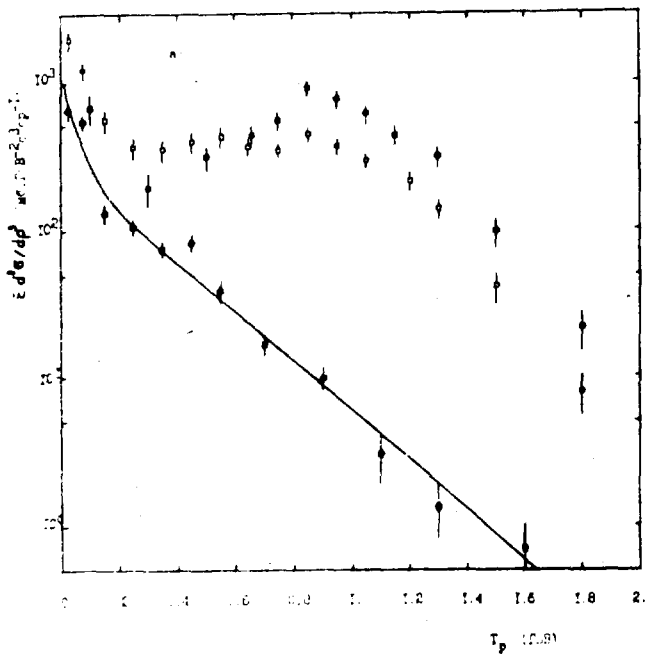


Рис. 13

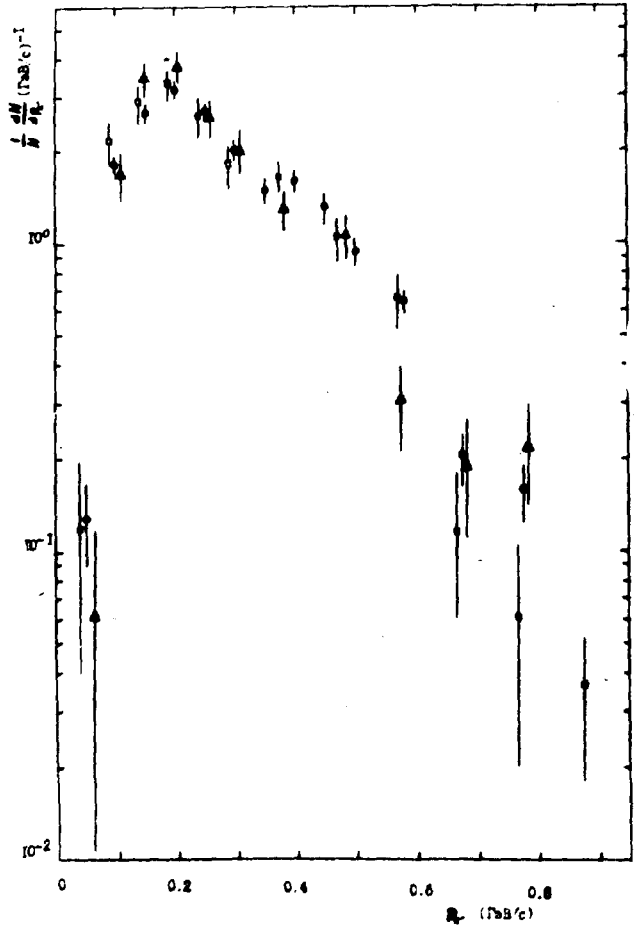


Рис. 14

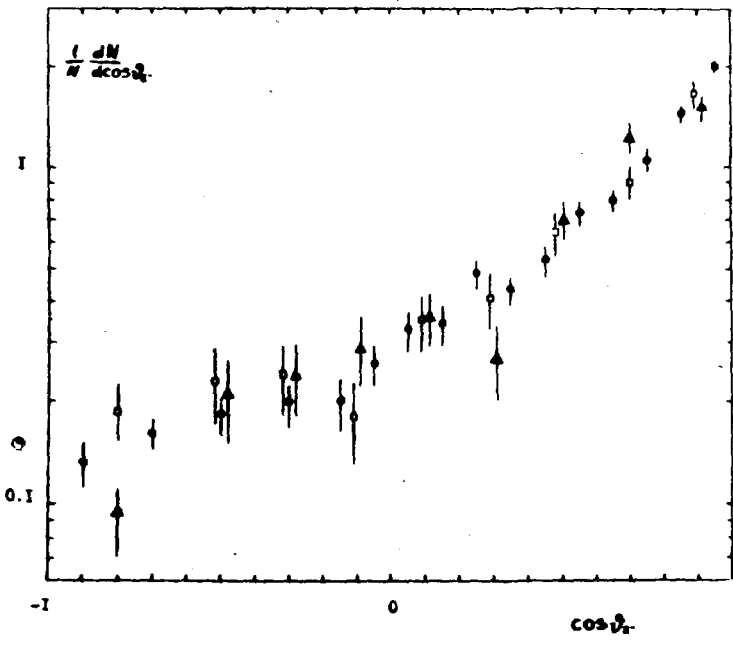


Рис. 15

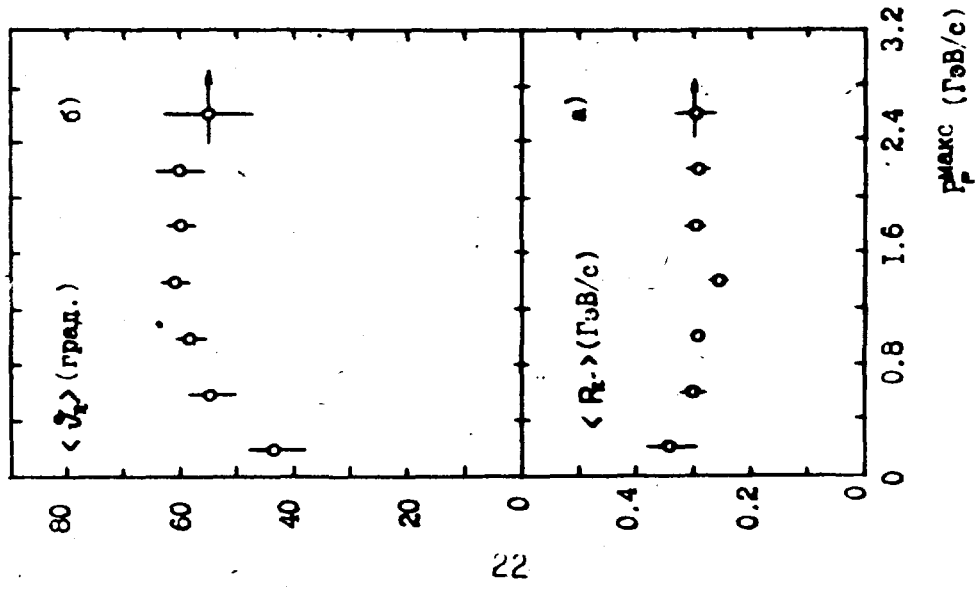


Рис. 16

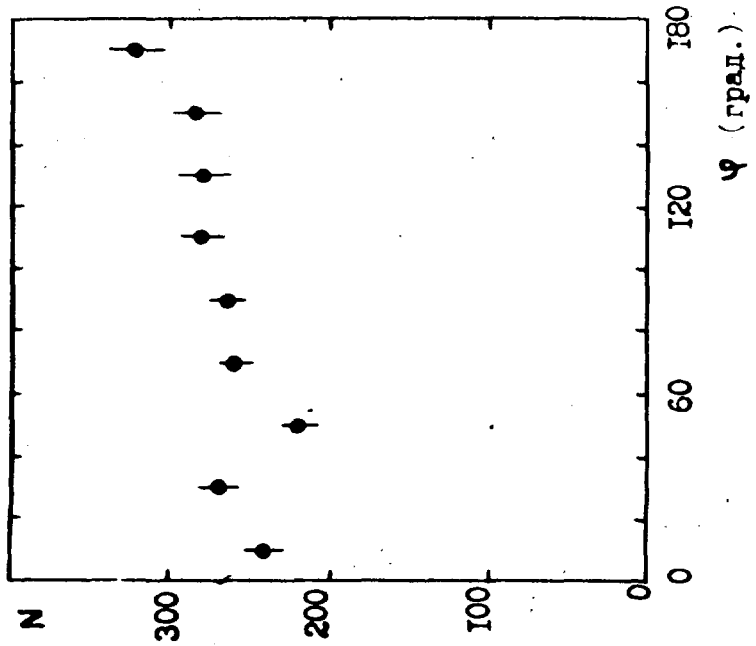


Рис. 17

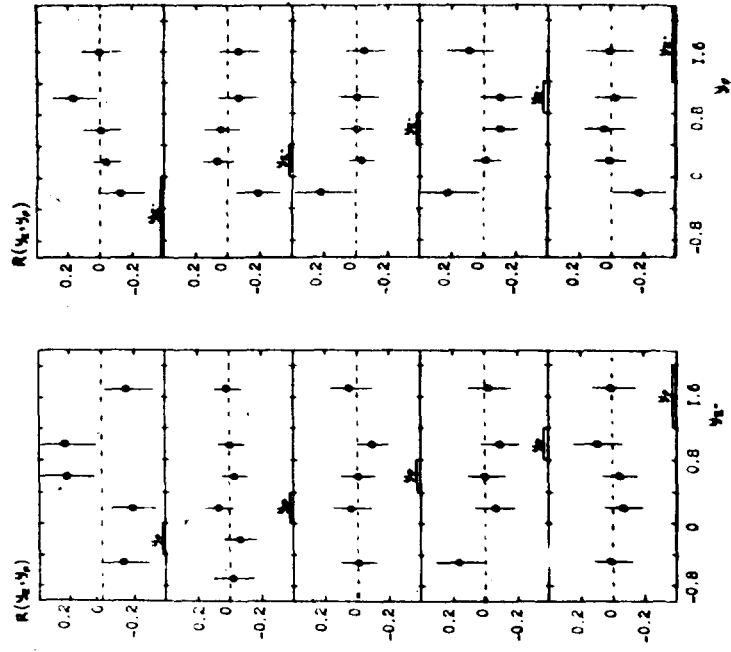


Рис. 18

- Рис. 1. Распределение по множественности всех (а) и нерелятивистских (б) протонов в реакции (1).
- Рис. 2. Распределение по множественности всех заряженных пионов в реакции (1).
- Рис. 3. Импульсные распределения  $\pi^-$  (●) и  $\pi^+$ -мезонов (○) в реакции (2)  $dC \rightarrow \pi^- \pi^+ X$ .
- Рис. 4. Угловые распределения  $\pi^-$  (●) и  $\pi^+$ -мезонов (○) в реакции (2).
- Рис. 5. Распределение по эффективной массе пары ( $\pi^+, \pi^-$ ) в реакции (2).
- Рис. 6. Распределение по квадрату недостающей массы для гипотезы
- Рис. 7. Импульсное распределение протонов в реакции (4)  $dC \rightarrow \pi^+ p X$ .
- Рис. 8. Угловое распределение протонов в реакции (4).
- Рис. 9. Импульсное распределение набыстрейшего протона в реакции  $d, n^+ \rightarrow d p \pi^-$ .
- Рис. 10. Распределение по  $P_T^2$  протонов в реакции (4)  $dC \rightarrow \pi^+ p X$ .
- Рис. 11. Зависимость среднего импульса протона от угла вылета в реакции (4).
- Рис. 12. Зависимость среднего угла вылета протона от импульса в реакции (4).
- Рис. 13. Инвариантные спектры протонов для различных интервалов угла вылета в реакции (4).
- а) ■ -  $\vartheta_p < 6^\circ$ ; ○ -  $\vartheta_p < 15^\circ$ ; ● -  $\vartheta_p = 15^\circ + 30^\circ$ ,  
 б) ■ -  $\vartheta_p = 30^\circ + 50^\circ$ ; ○ -  $\vartheta_p = 50^\circ + 90^\circ$ ; ● -  $\vartheta_p > 90^\circ$ ,  
 в) ○ -  $\vartheta_p = 90^\circ + 120^\circ$ ; ● -  $\vartheta_p = 120^\circ + 180^\circ$ .
- Кривые - результат фита.

- Рис. I4. Импульсные распределения  $\pi^-$ -мезонов в полунклюзивных реакциях (5)  $dC \rightarrow \pi^- \hat{p} X$  ( $\blacktriangle$ ), (6)  $dC \rightarrow \pi^- p_3 X$  ( $\square$ ) и в инклюзивной реакции  $dC \rightarrow \pi^- X$  ( $\bullet$ ).
- Рис. I5. Угловые распределения  $\pi^-$ -мезонов в реакциях (5), (6) и в инклюзивной реакции  $dC \rightarrow \pi^- X$ . Обозначения - на рис. I4.
- Рис. I6. Зависимость среднего импульса и среднего угла вылета  $\pi^-$ -мезона от максимального импульса сопровождающих протонов в реакции (4).
- Рис. I7. Распределение по азимутальному углу между  $\pi^-$ -мезоном и протоном в реакции (4).
- Рис. I8. Корреляционные функции  $R(y_\pi, y_p)$  между быстротами  $\pi^-$ -мезона и протона в реакции (4).
- Рис. I9. Распределение по эффективной массе  $M_{p\pi}$ . Кривыми показаны: 1 - результат фита, 2 - вклад фона, 3 - вклад  $\Delta^0$ -изобары (см. текст).

Список литературы

1. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.Н. - УФН, 1990, т. 160, с. 3.
2. Петров Ю.В., Шабельский Ю.М. - ЯФ, 1979, т. 30, с. 129.
3. Петров Ю.В. - АЭ, 1987, т. 63, с. 333.
4. Bekmirzaev R.N., Chubarian M.Ya., Ermakov K.N. et al.  
Muon Catalyzed Fusion, 1988, V.3, p.537.
5. Гулканян Г.Р., Какоян В.Г., Канецян А.Р. и др. - Препринт ЕФИ - II50(27)-89, Ереван, 1989.
6. Вирясов Н.М., Григорян В.А., Гулканян Г.Р. и др. - Препринт ОИЯИ PI-89-5II, Дубна, 1989.
7. Sherlakov A.P., Fadeev N.G., Gulkanyan H.R. et al.  
Muon Catalyzed Fusion, 1989, V.4, p.399.
8. Гулканян Г.Р., Какоян В.Г. - Препринт ЕФИ - I333(28)-9I, Ереван, 199I.
9. Гулканян Г.Р., Какоян В.Г., Худавердян Г.А., Шабельский Ю.М.  
Препринт ЕФИ - I354(49)-9I, Ереван, 199I.
10. Flaminio V., Graf I.F., Hansen S.D. et al.  
CERN-HERA 79-03, 1979.

Рукопись поступила 26 сентября 1991 г.

Г.Р.ГУЛКАНЯН, В.Г.КАКОЯН, И.М.РАВИНОВИЧ, Г.А.ХУДАВЕРДЯН  
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ  $dc \rightarrow \pi^- p^+$  И  $dc \rightarrow \pi^+ \pi^- x$  ПРИ ЭНЕРГИИ  
1 ГЭВ НА НУКЛОН

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 20/XI-91г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 1,0

Тираж 299 экз. Ц. 15 к.

Зак. тип. № 173

Индекс 3649

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул. Братьев Алиханян 2

**The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Alikhanian Brothers 2,  
Yrevan, 375036  
Armenia, USSR**

**ИНДЕКС 3649**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**