

4413

Экз. чит. зала

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1 - 4413



Б.А.Кулаков, Т.С.Нигманов, Б.Ничипорук,  
М.Турала, Э.Н.Цыганов, О.Чижевский

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО  
ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТЫ  $\sigma_{\text{рп}} \gamma$   
НА УСКОРИТЕЛЕ ИФВЭ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1969

1 - 4413

Б.А.Кулаков, Т.С.Нигманов, Б.Ничипорук,  
М.Турала, Э.Н.Цыганов, О.Чижевский

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО  
ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТЫ  $\xi_{\rho\pi\gamma}$   
НА УСКОРИТЕЛЕ ИФВЗ

В последнее время в связи с успехами теории универсальности сильных взаимодействий (гипотеза векторной доминантности) значительно возрос интерес к изучению векторных мезонов  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  и, в частности, к изучению электромагнитных мод их распада.

В настоящей работе обсуждается возможность экспериментального определения константы  $g_{\rho\pi\gamma}$  (или ширины  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$ ).

Величина этой константы входит в описание значительного числа электромагнитных процессов, например: фоторождения пионов и векторных мезонов, рассеяния мезонов с образованием фотонов и т.д.

Теоретические предсказания о ширине  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$  можно, в основном, свести к трем пунктам:

1) В полюсной модели распада векторных мезонов по схеме  $V \rightarrow \pi + \gamma$  представляются как  $V \rightarrow \pi + V' \rightarrow \gamma$ . Таким образом, измерение ширины  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$  даст дополнительные сведения о константах связи  $g_{V\gamma}$ , которые играют важную роль в модели векторной доминантности.

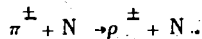
2) Предсказания симметрий SU3 и SU6 дают соотношения вероятностей между радиационными модами распада разных бозонов, принадлежащих к одному мультиплету.

3) Кварковая модель предсказывает абсолютное значение ширины  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$ , исходя из магнитного момента кварков. Все теоретические предсказания дают значение ширины  $\Gamma_{\rho\pi\gamma} \approx 0,1$  Мэв.

Определению ширины  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$  посвящены многие исследования (см./1/). Все экспериментальные работы, выполненные с целью определения шири-

ны  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$ , можно разделить на три группы в зависимости от используемого механизма образования  $\rho$  - мезона.

1. Прямое наблюдение распада  $\rho^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \gamma$  из реакции



Такие попытки были сделаны в работе/2/, использующей методику водородной пузырьковой камеры с помещенной в нее свинцовой пластинкой. В работе/1/ для регистрации направления  $\pi$  - мезона и  $\gamma$  - кванта использовались искровые камеры с железными конверторами  $\gamma$  - квантов. Импульс протона отдачи определялся по его пробегу в искровых камерах с толстыми пластинами. Реакция с образованием  $\rho$  - мезона выделялась по недостающей массе. К сожалению, в такой постановке эксперимента фон от основной моды распада  $\rho \rightarrow \pi + \pi^0$  полностью подавляет эффект вследствие малости относительной вероятности распада  $\rho \rightarrow \pi + \gamma$  ( $\approx 10^{-3}$ ). В/1/ получено значение  $\Gamma_{\rho\pi\gamma} \leq 0,6$  Мэв.

2. В работах /3/ были сделаны попытки получить значение  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$  из описания процессов фоторождения векторных мезонов  $\rho$  и  $\omega$ . Действительно, в случае однопionного обмена сечение реакции определяется этой константой и его можно записать:  $(d\sigma/dq)^{OPE} \approx (g_{N\pi\pi}^2/4\pi)(g_{\rho\pi\gamma}^2/4\pi)$ . Однако в этих работах показано, что реакция фоторождения  $\rho$  - мезона идет в основном через дифракционный процесс и в этом случае  $(d\sigma/dq)^{Diff} \approx (g_{\omega\pi\rho}^2/4\pi)(g_{\omega\rho\pi\gamma}^2/4\pi)$ . Таким образом, получение данных о величине  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$  из исследования реакции фоторождения  $\rho$  - мезона в сильной степени зависит от предполагаемого механизма рождения  $\rho$  - мезона.

3. Константу  $g_{\rho\pi\gamma}$  можно получить из сечения реакции рождения  $\rho$  - мезона  $\pi$  - мезоном в кулоновском поле ядра/4,5,6,7/ (см. рис. 1)

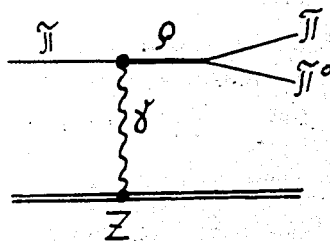


Рис. 1.

В случае соблюдения условия когерентности ( $|q| \leq 1/R$ , где  $R$  - радиус ядра) и отсутствия возбуждения ядра, т.е. в случае, когда энергия, передаваемая нуклону ядра,  $\Delta E \ll E_F/A^{1/3}$ , где  $E_F$  - энергия Ферми,  $A$  - число нуклонов в ядре, дифференциальное сечение имеет вид:

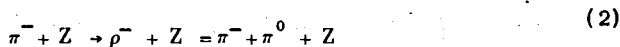
$$\frac{d\sigma}{dq} \approx 2\pi Z^2 \alpha \left( \frac{g_{\rho\pi\gamma}^2}{4\pi} \right) \frac{1}{m_\rho^2} \frac{F^2(q^2)}{q^3} (q^2 - q_{\min}^2), \quad (1)$$

где  $Z$  - заряд ядра,  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $F(q^2)$  - электромагнитный формфактор ядра,  $q_{\min} = (m_\rho^2 - m_\pi^2) / 2p_{\text{in}}$  - минимальный переданный ядру импульс,  $p_{\text{in}}$  - импульс первичного пиона.

Из формулы (1) видно, что полное сечение пропорционально константе  $g_{\rho\pi\gamma}$ , сильно зависит от заряда ядра и растет с ростом импульса первичного  $\pi$ -мезона. В то же время с ростом импульса первичного пиона дифференциальное сечение этой реакции изменяется таким образом, что средний переданный ядру импульс быстро уменьшается, в результате уменьшаются фоновые процессы с развалом и возбуждением ядра (некогерентные взаимодействия). Это позволяет надежнее отделиться от реакции рождения  $\rho$ -мезона на нуклонах ядра в сильных взаимодействиях.

Поиски этой реакции были предприняты в работе<sup>/7/</sup> методикой пропановой пузырьковой камеры, с помещенной в нее свинцовой пластинкой при энергии первичных пионов 16 Гэв. Был получен верхний предел сечения этой реакции и сделана оценка  $\Gamma_{\rho\pi\gamma} \leq 0,7$  Мэв.

Ниже излагается постановка эксперимента по изучению реакции



на ядре свинца при импульсе первичных  $\pi^-$ -мезонов  $(50+60)$  Гэв $\cdot$ с $^{-1}$ .

Описываемая ниже схема эксперимента представлена на рис. 2. Первичный пучок отрицательных пионов выделяется сцинтилляционными счётчиками  $S_1 S_2 S_3$  и падает на свинцовую мишень  $Pb$ . Счётчики  $A_1$ , включенные на антисовпадения, служат для подавления неупругих процессов, идущих с развалом ядра. Первичный пион и вторичные продукты

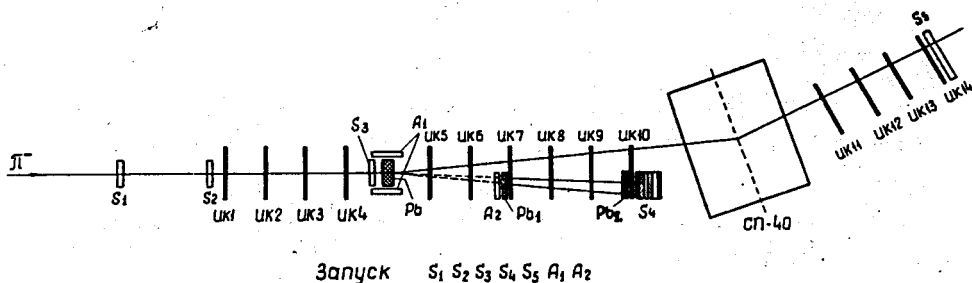


Рис. 2. Схема эксперимента.  $S_1, S_2, S_3$  - сцинтилляционные счётчики монитора;  $S_4$  - ливневый счётчик полного поглощения для регистрации ливней от двух  $\gamma$ -квантов;  $S_5$  - сцинтилляционный счётчик для регистрации вторичного  $\pi^-$ -мезона;  $A_1$  и  $A_2$  - счётчики антисовпадений;  $Pb$  - мишень;  $Pb_1$  - конвертор для конверсии 2-х  $\gamma$ -квантов;  $Pb_2$  - конвертор для дискриминации событий с рождением более одного  $\pi^0$ -мезона; СП-40 - анализирующий магнит; ИК1-ИК14 - искровые камеры.

реакции. (2) регистрируются бесфильмовыми искровыми камерами ИК1 + ИК14. Счётчик антисовпадений  $A_2$ , стоящий перед свинцовым конвертором, и счётчик полного поглощения  $S_4$  служат для регистрации нейтрального пиона и определения его энергии. Счётчик  $S_5$  служит для регистрации вторичного  $\pi^-$ -мезона. Конвертор, расположенный перед искровой камерой ИК10, служит для дискриминации событий с рождением более чем одного  $\pi^0$ -мезона. В установке измеряются углы первичного и вторичного  $\pi^-$ -мезона, углы вылета  $\gamma$ -квантов, энергия  $\pi^0$ -мезона и импульс вторичного  $\pi^-$ -мезона по углу его отклонения в анализирующем магните СП-40. Запуск искровых камер осуществляется собы-

тием  $S_1, S_2, S_3, S_4, S_5, A_1, A_2$ . Информация, зарегистрированная искровыми камерами, передается в память ЭВМ.

### III

Для оценки экспериментальных возможностей установки было проведено моделирование регистрации процесса (2) с учётом реальных экспериментальных ошибок при импульсе первичного  $\rho$ -мезона 60 Гэв/с. Дифференциальное сечение реакции (2) разыгрывалось методом Монте-Карло по закону (1). Затем разыгрывался распад образовавшегося  $\rho$ -мезона с учётом брейт-вигнеровской ширины и его поляризации в этом процессе. В характеристики генерированных таким образом событий (углы и импульсы первичной и вторичных частиц) вводились также методом случайных чисел ошибки, соответствующие экспериментальной точности измерений. Для обработки отбирались только те события, которые будут зарегистрированы экспериментальной установкой, для чего использовалась реальная геометрия установки и учитывался пространственный и угловой разброс первичного пучка. "Зарегистрированные" таким образом события обрабатывались по критериям, позволяющим выделить реакцию (2) и восстановить переданный импульс.

Процедура обработки "зарегистрированных" событий была следующей.

1. Находилась эффективная масса вторичных частиц  $\pi^+ \pi^0$  при различных предположениях. На рис. 3 показано распределение событий по эффективной массе в случае, когда не использовалась информация о суммарной энергии двух  $\gamma$ -квантов, получаемая от ливневого счётчика полного поглощения. При этом энергия  $\pi^0$ -мезона оценивалась по углу разлета  $\gamma$ -квантов, а угол вылета  $\pi^0$ -мезона оценивался по углам вылета  $\gamma$ -квантов (биссектриса).

Эффективную массу системы  $\pi^+ \pi^0$  можно оценить, используя закон сохранения энергии для определения энергии  $\pi^0$ -мезона (мы пренебрегаем энергией отдачи ядра, которая равна  $q^2/2M$ , где  $q$  - переданный импульс), а направление  $\pi^0$ -мезона оценивается по углам вылета  $\gamma$ -квантов. Полученное таким образом распределение по эффективной массе приведено на рис. 4.

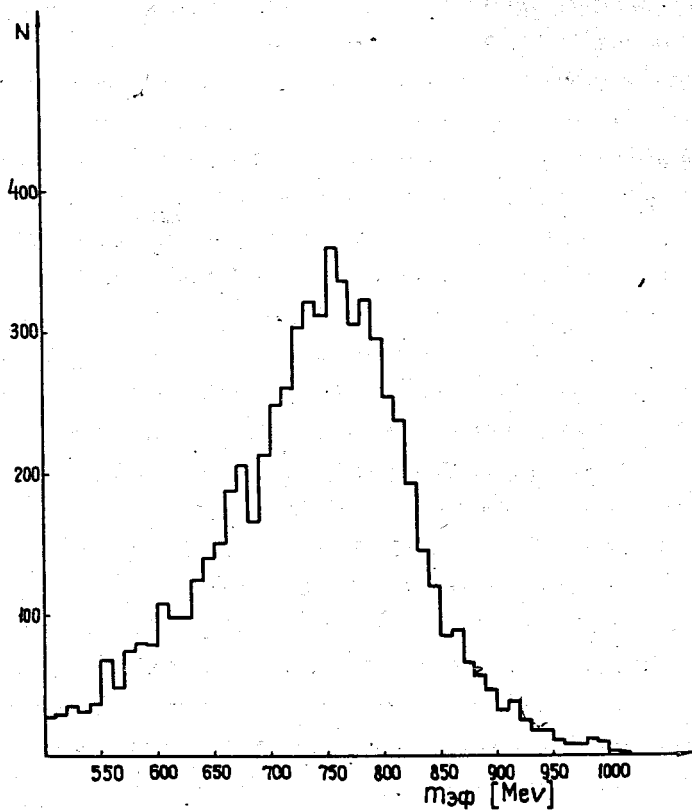


Рис. 3. Распределение событий по эффективной массе  $\pi^- \pi^0$ , полученное при использовании углов  $\gamma$  - квантов для определения энергии и направления  $\pi^0$ -мезона.



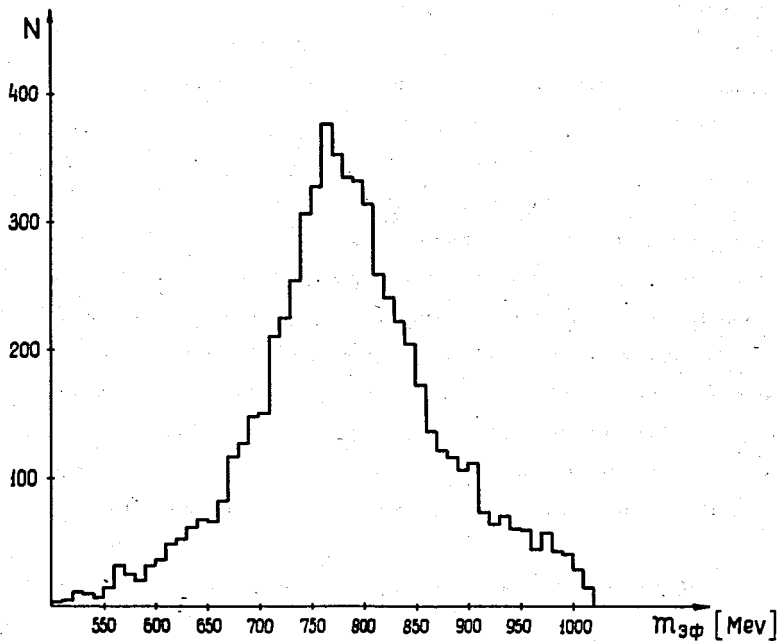


Рис. 4. Распределение событий по эффективной массе  $\pi^-\pi^0$ , полученное при использовании углов  $\gamma$ -квантов для определения угла  $\pi^0$ -мезона. Энергия  $\pi^0$ -мезона вычисляется в пренебрежении энергией, переданной ядру.

В предположении, что  $\rho$ -мезон движется по направлению первичного  $\pi^-$ -мезона (в этом случае мы пренебрегаем переданным импульсом) эффективную массу системы  $\pi^- \pi^0$  можно вычислить, используя информацию только об угле вылета и энергии вторичного  $\pi^-$ -мезона. Указанное пренебрежение войдет в ошибку эффективной массы  $\pi^- \pi^0$ . Полученное распределение показано на рис. 5.

Вычисление эффективной массы системы  $\pi^- \pi^0$  указанными выше тремя способами вместе с использованием информации от ливневого счётчика полного поглощения позволит, как мы надеемся, выделить реакцию с рождением  $\rho$ -мезона.

2. Для того чтобы разделить электромагнитный и сильный механизмы рождения  $\rho$ -мезона, нужно построить распределение по переданному 4-импульсу для событий, выделенных по эффективной массе.

Как следует из изложенного выше, нам известны направления  $\gamma$ -квантов и их суммарная энергия, поэтому мы не можем однозначно определить направление  $\pi^0$ -мезона. В предположении, что  $\gamma$ -кванты возникли от распада  $\pi^0$ -мезона, мы можем найти их энергии, но не знаем, какое значение энергии приписать данному  $\gamma$ -кванту<sup>x/</sup>. Таким образом, мы получаем два значения переданного 4-импульса, которые совпадают в пределах экспериментальных ошибок для симметричного (или с малой асимметрией) распада  $\pi^0$ -мезона. С помощью моделирования было проверено, что в случае асимметричного распада меньшее по абсолютной величине значение переданного импульса является истинным.

На рис. 6 приведено дифференциальное сечение, рассчитанное по формуле (1) для первичного пиона с  $E = 60$  Гэв и для ширины  $\Gamma_{\rho\pi\pi} = 1$  Мэв. Электромагнитный формфактор ядра свинца принимался равным:

$$F(q^2) = \exp(-q^2 R_{rms}^2 / 6), \quad (3)$$

где  $R_{rms} = 5,42 f$ .

<sup>x/</sup> Эту неоднозначность можно устранить разделением черенковского счётчика полного поглощения на секции. Из кинематики распада  $\pi^0$ -мезона и геометрии нашей установки следует, что, по-видимому, не следует делать больше четырех секций.

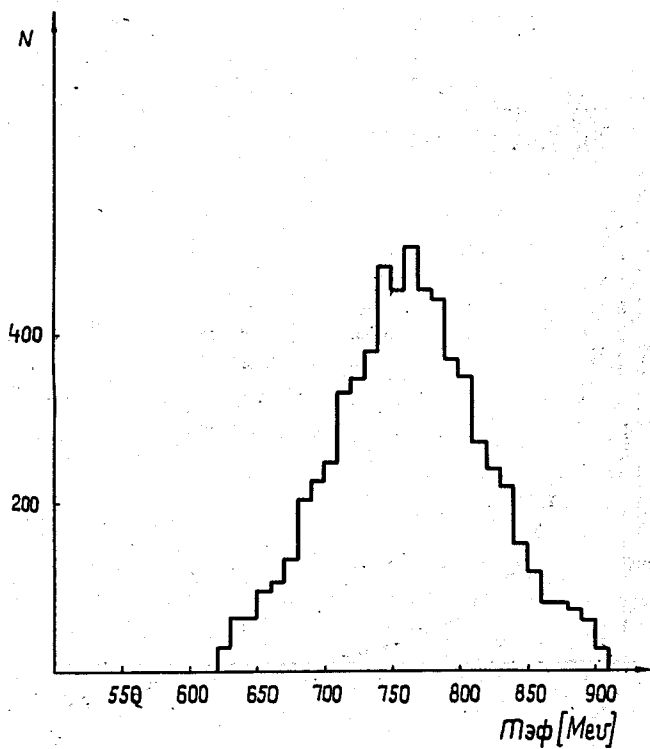


Рис. 5. Распределение событий по эффективной массе  $\pi^- \pi^0$ , полученное без использования информации о  $\gamma$ -квантах.

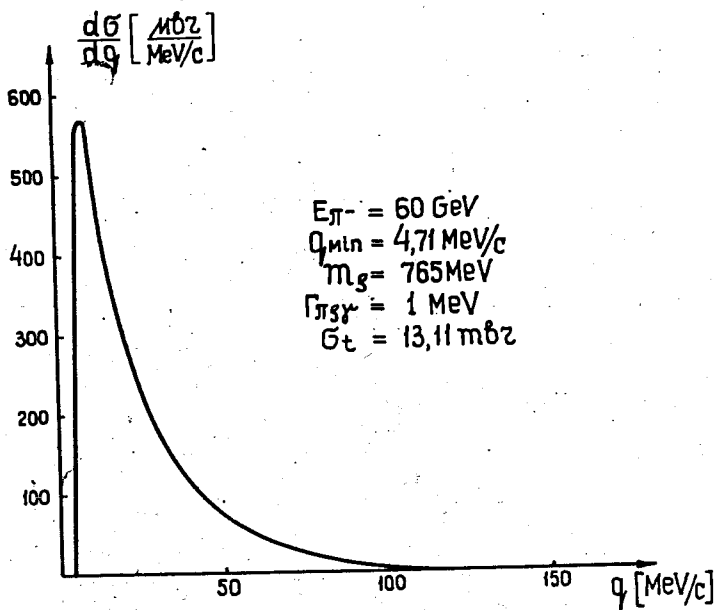


Рис. 6. Дифференциальное сечение реакции (2), использованное при генерации событий.

Это сечение использовалось при генерации событий. Полученное в результате обработки событий дифференциальное сечение показано на рис. 7.

Из рисунка видно, что несмотря на заметное уширение дифференциального сечения из-за конечной точности измерения переданного импульса (эта точность составляет 15–20 МэВ/с) возможно использовать узость дифференциального распределения в реакции (2) для отделения ее от реакции рождения  $\rho$ -мезона в сильных взаимодействиях.

На рис. 8 приведено распределение по эффективной массе системы  $\pi^- \pi^0$  для событий, выделенных по переданному импульсу (см. рис. 7). Ширина пика в этом распределении определяется брейт-вигнеровской шириной  $\rho$ -мезона и экспериментальной точностью измерения эффективной массы.

#### IV

Экспериментальное выделение процесса (2), как отмечалось выше, возможно, если вклад сильных взаимодействий в области характерных передач для этого процесса мал по сравнению с однофотонным обменом. Поскольку нас интересуют малые передаваемые импульсы, оценка вклада сильных взаимодействий может быть проведена в рамках модели однобозонного обмена.

##### 1. Обмен $\pi$ -мезоном с ядром.

Поскольку ядро с изотопическим спином  $T = 0$  не может испустить  $\pi$ -мезон без изменения изотопического спина (некогерентный процесс), то матричный элемент с таким обменом будет пропорционален числу избыточных нейтронов в ядре, т.е. величине  $(A - 2Z)$ . По этой причине обменом  $\pi$ -мезоном можно пренебречь по сравнению с обменом  $\omega$ -мезоном, матричный элемент которого пропорционален  $A$ .

##### 2. Обмен $\pi$ -мезоном с нуклонами ядра.

Полное сечение образования  $\rho^-$ -мезона на протонах в зависимости от импульса падающего  $\pi^-$ -мезона можно записать формулой/8/:

$$\sigma_{\text{tot}} \approx 3,6 \cdot P_{\text{in}}^{-1,5}$$

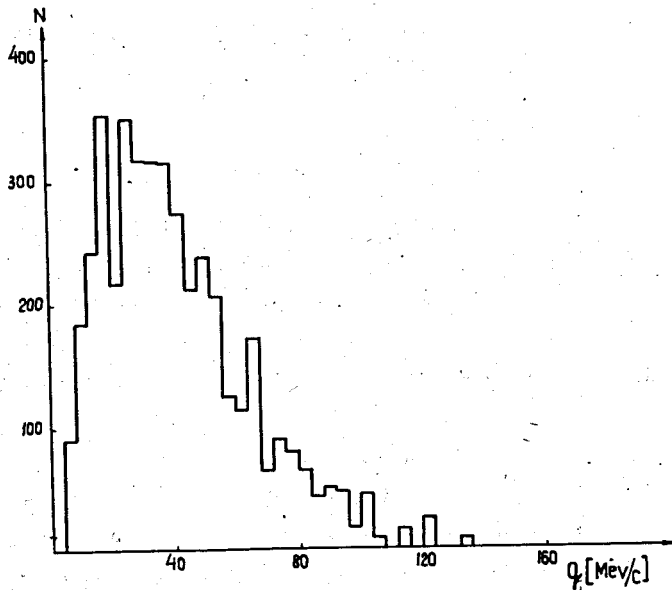


Рис. 7. Распределение по переданному импульсу, полученное в результате обработки событий.

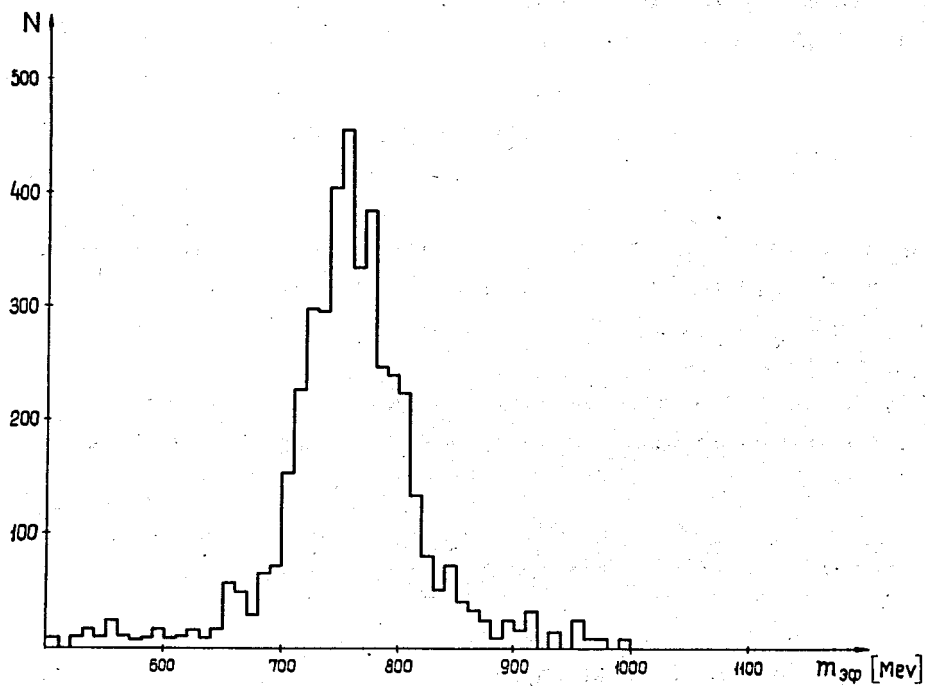


Рис. 8. Распределение случаев по эффективной массе  $\pi^- \pi^0$ , выделенных по переданному импульсу (см. рис. 7).

Для импульса первичного  $\pi^-$ -мезона, равного  $50 \text{ ГэВ}\cdot\text{с}^{-1}$ , получаем:  $\sigma_{\text{tot}} = 1,0 \cdot 10^{-2}$  мбн.

При учёте: а) числа нуклонов в ядре ( $W_1 \approx A^{2/3} = 35$ ); б) поляризации в распаде  $\rho^-$ -мезона ( $W_2 \approx 0,25$  для углов вторичного  $\pi^-$ -мезона в системе покоя  $\rho^-$ -мезона в пределах  $\pi/4 \leq \theta_{\pi^-} \leq 2\pi/3$ ); в) существенного для нас интервала передаваемых импульсов ( $W_3 \approx 0,1$  для  $q \leq 150 \text{ МэВ}\cdot\text{с}^{-1}$ ) получаем:

$$\sigma(\pi^- N \rightarrow \rho^- N) = \sigma_{\text{tot}} W_1 W_2 W_3 \approx 10 \cdot 10^{-3}, \quad (5)$$

что пренебрежимо мало по сравнению с сечением кулоновского механизма рождения  $\rho^-$ -мезона, которое в аналогичных условиях и для ширины

$\Gamma_{\rho\pi\gamma} = 0,1 \text{ МэВ}$ , равно  $1,2$  мбн.

### 3. Обмен $\omega^-$ -мезоном.

Поскольку  $\omega^-$ -мезон имеет тот же спин, P и C - чётности, что и фотон, соответствующее ядерное сечение легко получить из кулоновского (1) заменой в нем пропагатора и вершинных функций [9, 10, 11]:

$$\frac{d\sigma_N}{d(q^2)} \approx 2\pi A^2 \left( \frac{g_{\omega NN}^2}{4\pi} \right) \left( \frac{g_{\omega\rho\rho}^2}{4\pi} \right) \frac{1}{m_\rho^2} \frac{F^2(q^2)}{(q^2 + m_\omega^2)^2} (q^2 - q_{\text{min}}^2). \quad (6)$$

Отношение сечений (1) и (6) равно:

$$\frac{d\sigma_C}{d\sigma_N} \approx \left( \frac{Z}{A} \right)^2 \frac{a}{g_{\omega NN}^2 / 4\pi} \cdot \frac{g_{\rho\pi\gamma}^2}{g_{\omega\rho\rho}^2} \cdot \frac{(q^2 + m_\omega^2)^2}{q^4}. \quad (7)$$

Для оценки отношения сечений по формуле (7) в области характерных для кулоновского механизма передач ( $q \approx 2q_{\text{min}} \text{ МэВ}/\text{с}$ ) в предположе-

нии, что  $\frac{g_{\rho\pi\gamma}^2}{4\pi} = \frac{24\Gamma_{\rho\pi\gamma}}{m_\rho} \frac{1}{(1 - m_\pi^2/m_\rho^2)^3} = 3,45 \cdot 10^{-2} \Gamma_{\rho\pi\gamma} \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$ .

$$\frac{g_{\omega NN}^2}{4\pi} \approx 2 \div 3; \quad \frac{g_{\omega\rho\rho}^2}{4\pi} \approx 0,38,$$

получаем  $d\sigma_C/d\sigma_N \approx 1,5 \cdot 10^2$ .



4. Обменом  $\phi$  - мезоном, по-видимому, можно пренебречь из-за большой массы и малой константы связи/10/.

Приведенные выше оценки вклада сильных взаимодействий надо рассматривать как справедливые лишь по порядку величины, так как константы связи в настоящее время известны недостаточно хорошо.

В работе/11/ подробно обсуждался процесс образования  $\pi^0$ -мезона быстрым пионом в кулоновском поле ядра в реакции



с целью получения оценки сечения фотопроцесса  $\sigma(\gamma \pi \rightarrow \pi\pi)$ . В случае обнаружения процесса (2) вклад процесса (8) можно, по-видимому, определить по числу событий в диапазоне эффективных масс (280-:550) Мэв.

#### V

Для оценки времени, необходимого для набора статистики, использовались следующие данные:

1. Искровые камеры размером  $48 \times 48$  см<sup>2</sup>, расположены на расстоянии 1 м друг от друга (в блоке). Координатная точность искровых камер составляет 0,4 мм.

2. Анализирующий магнит СП-40 имеет напряженность магнитного поля в рабочем объеме равную 11 кгаусс.

3. Площадь сечения пучка  $\pi^-$ -мезонов равна  $5 \times 5$  см<sup>2</sup>, его разброс по импульсам  $\pm 0,5\%$ , угловой разброс  $\pm 1$  мрад.

4. Эффективность регистрации заряженной частицы блоком из четырех камер составляет 0,9.

5. Толщина конвертора равна одной радиационной единице.

6. Толщина мишени составляет  $1,97 \cdot 10^{22}$  атомов Рь .см<sup>-2</sup> (0,6 см).

7. Ширина  $\Gamma_{\rho\pi\gamma} = 0,1$  Мэв. В этом случае при импульсе первичных  $\pi^-$ -мезонов 50 Гэв/с сечение процесса (2) на ядре свинца составляет 1,2 мбн.

8. Интенсивность первичного пучка -  $5 \cdot 10^4 \pi^-$  -мезонов/цикл.
9. Частота циклов ускорителя -  $0,1 \text{ сек}^{-1}$ .
10. Геометрическая эффективность установки к процессу равна 0,2.
11. Необходимая статистика - 1000 событий.

В этом случае время работы на ускорителе составляет 150 часов.

Авторы признательны У.Кунту, Р.Ляйсте и К.Рыбицкому за полезные дискуссии, а также благодарны профессору М.Менсовичу за интерес к этой проблеме.

#### Л и т е р а т у р а

1. G.Fidecaro, M.Fidecaro, J.A.Poirier and P.Schiavon. Phys. Lett., 23, 163 (1966).
2. A.Daudin, M.A.Jabiol, C.Kochowski, C.Lewin and A.Rogozinski. CEA Rapport-R2525, July, 1964.
3. Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration. Nuovo Cim., 41A, 270 (1966).  
Nuovo Cim., 46A, 795 (1966).  
Nuovo Cim., 48A, 262 (1967).
4. M.L.Good and W.D.Walker. Phys. Rev., 120, 1855 (1960).
5. Ya.Pomeranchuk, I.A.Shmushkevich. Nucl. Phys., 23, 452 (1961).
6. S.M.Berman and S.D.Drell. Phys. Rev., 133B, 791 (1964).
7. F.R.Huson, J.F.Allard, D. Drijard, J.Hennessy, A.Lloret, J.Six and J.J.Veillet. Phys. Lett., 20, 91 (1966).
8. D.R.O.Morrison. Phys. Lett., 22, 528 (1966).

9. P.C.Castoldi. Nuovo Cim., 34, 501 (1964).
10. G.Köpp, P.Söding. Phys. Lett., 23, 494 (1966).
11. Г.С.Ирошников, Ю.П.Никитин. ЯФ, т. 7, 616, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 апреля 1969 года.