

ԲՓԻ-820(47)-85

**ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ**  
**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

---

---

Н.М.АГАБАБЯН, М.Р.АТАЯН, Ж.Б.ГРИГОРЯН, Н.Г.ГРИГОРЯН,  
Г.Р.ГУЛКАНЯН, А.Р.КАНЕЦЯН, Ж.К.КАРАМЯН, Л.П.КИШИНЕВСКАЯ,  
З.А.КИРАКОСЯН, С.А.КОРЧАГИН

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ  
ПИОННЫХ СИСТЕМ В РЕАКЦИЯХ  $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$  И  
 $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- A'$  НА ЯДРАХ ПРИ 5 ГэВ/с

**ЦНИИатоминформ**

**ЕРЕВАН-1985**

© Центральный научно-исследовательский институт информации  
и технико-экономических исследований по атомной науке  
и технике (ЦНИИатоминформ) 1985г.

УДК 539.172.5; 539.126.34

Н. Л. АГАБАБЯН, Л. Р. АТАНИ, Ж. Б. ГРИГОРИН, Н. Г. ГРИГОРИН,  
Г. Р. ГУЛКМАН, А. Р. КАНЕЦЯН, А. К. КАРАМАН, Л. П. КИШИНЕВСКАЯ,  
Э. А. КИРАКОСЯН, С. А. КОРЧАГИН

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ  
ДИМЕЗОННЫХ СИСТЕМ В РЕАКЦИЯХ  $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$  И  
 $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$  НА ЯДРАХ ПРИ 5 ГэВ/с

На основе обработки снимков с метровой пропан-дреновой пузырьковой камеры Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) СибИ, облученной  $\pi^-$ -мезонами с импульсом  $\sim 5$  ГэВ/с на синхротроне СибИ, измерены сечения и исследован ряд характеристик некогерентных реакций  $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$  (на ядре углерода и ядре из эла-мезонной смеси) и  $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$  (на ядрах из эла-дреновой смеси), удовлетворяющих кинематике одноклонных реакций. Из сравнения с данными на нуклонах оценены сечения взаимодействия нерезонансных димезонных систем ( $\pi^- \pi^-$ ) и ( $\pi^- \rho^0$ ) с нуклоном. Сделан вывод о том, что формирование мезонов с импульсами до нескольких ГэВ/с происходит внутри ядра.

Бревульский физический институт

Бревуль 1985

N.N. AGABABYAN, M.R. APAYAN, N.G. GRIGORYAN,  
 Zh.B. GRIGORYAN, G.R. GULKANYAN, A.R. KANUNTSYAN,  
 Zh.K. KARAMYAN, Z.A. KIRAKOSYAN, L.P. KISHINEVSKAYA,  
 S.A. KORCHAGIN

INVESTIGATION OF INCOHERENT PRODUCTION OF  
 PION SYSTEMS IN REACTIONS  $\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$   
 AND  $\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- \rho^0 A'$  ON NUCLEI AT 5 GeV/c

On the basis of processing the photographs taken from the 1 m propane-freon bubble chamber (laboratory of Nuclear Problems, JINR) irradiated with  $\sim 5$  GeV/c  $\pi^-$ -mesons on the PIAA synchrophasotron, there are measured cross sections and investigated some characteristics of incoherent reactions  $\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$  (on carbon nucleus and propane-freon mixture nuclei) and  $\pi^- A \rightarrow \pi^- \rho^0 A'$  (on propane-freon mixture nuclei) which satisfy a kinematics of single-nucleon reactions. From the comparison with nucleon data, the cross sections of interaction of non-resonant dimeson systems ( $\pi^- \pi^-$ ) and ( $\pi^- \rho^0$ ) with nucleon are estimated. A conclusion is made that mesons with momenta up to some GeV/c are formed inside nucleus.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1985

## 1. Введение

Исследование неупругих адрон-ядерных взаимодействий является важным источником информации о механизмах образования адронов. Процессам инклюзивного рождения адронов на атомных ядрах в широком интервале первичных энергий посвящено большое количество работ, в то время как эксклюзивные (полуэксклюзивные) каналы рождения нескольких адронов изучены мало, особенно в процессах некогерентного рождения. Практически нет данных о рождении нерезонансных адронных систем.

Данная работа посвящена исследованию реакции



на ядре углерода и на ядрах, входящих в состав пропан-фреоновой смеси, и реакции



на ядрах, входящих в состав пропан-фреоновой смеси. Цель исследования - экспериментальное определение эффективных чисел нуклонов ядер для реакций



$$\pi^- N \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ N, \quad (2a)$$

$$\pi^- N \rightarrow \pi^- \rho^0 N, \quad (2б)$$

и извлечение информации о характере вторичных взаимодействий рожденных мезонных систем в ядерном веществе.

Эксперимент выполнен на метровой пузырьковой камере [1] Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, облученной пучками  $\pi^-$ -мезонов на синхрофазотроне ОИЯИ. Импульс первичных пионов в случае пропанового заполнения камеры равен  $(4,7 \pm 0,1) \text{ ГэВ}/c$ , в случае пропан-фреонового заполнения (по весу 70% - пропан, 30% - фреон) -  $(5,0 \pm 0,1) \text{ ГэВ}/c$ . Просмотр стереофотоснимков, отбор, измерение и обсчет событий взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов в пропане проводились в ЛЯП ОИЯИ и в ЕрФИ. В случае пропан-фреонового заполнения использованы результаты обработки событий в ЕрФИ.

## 2. Реакция $\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$

Для исследования реакции (1) отбирались события топологии

$$\pi^- A \rightarrow \pi^- + \pi^- + m_p p + n_\gamma \gamma + A'', \quad (3)$$

где  $m_p \gg 0$  - число нерелятивистских протонов с  $p_p < 750 \text{ МэВ}/c$ ,  $n_\gamma \gg 0$  - число зарегистрированных  $\gamma$ -квантов (события с  $n_\gamma \geq 1$  используются для оценки фона реакций с рождением  $\pi^0$ -мезонов);

$A''$  - означает ядро-остаток и другие продукты развала ядра.

При такой выборке событий взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов в пропане топологическое сечение реакций (3) на ядре углерода равно:

$\sigma_1^{\text{тон}}(c) = (5,4 \pm 0,4) \text{ мб}$ . Эффективность двукратного просмотра для событий топологии (см. (3)) близка к единице (такая же эффективность при отборе событий, принадлежащих реакциям (1) и (2))

в пропан-фреоновой смеси). События измерялись на полуавтоматических устройствах для обмера снимков (ПУОС-1) [2] и обсчитывались по программе [3] геометрического восстановления событий в пузырьковой камере. Для дальнейшего анализа было отобрано 609 событий, имеющих удовлетворительное качество измерения; нормировочное сечение для данной выборки составляет -

$\sigma_0 = 8,8$  мкб/соб. События, для которых вычисленное значение квадрата четырехимпульса  $t = |t_{\pi^- \rightarrow (\pi^- \pi^-)}| > 0,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> (что для однонуклонной реакции (1a) соответствовало бы импульсу протона отдачи  $P_p > 750$  МэВ/с), исключались из дальнейшего рассмотрения. Исключались также двухлучевые события (не содержащие протонов и "блобов"), удовлетворяющие кинематике реакции рассеяния налетающего пиона на электроне -  $\pi^- e^- \rightarrow \pi^- e^-$ .

На рис. I приведено распределение по квадрату недостающей к системе  $(\pi^- \pi^-)$  массы  $MM^2$  для оставшихся после такой выборки событий. Наблюдаемый пик в области  $MM^2 \sim 0,9$  (ГэВ/с<sup>2</sup>)<sup>2</sup> соответствует квадрату массы нуклона и обусловлен однонуклонной реакцией (1a). Для выделения канала реакции (1a) события также фитировались по программе [4] кинематического анализа. При этом протон отдачи реакции (1a) не принимался во внимание (IC-фит), так как целью анализа было выделение случаев, где налетающий и вторичные пионы не претерпели внутри ядра вторичных взаимодействий, заметно нарушающих (по сравнению с экспериментальными погрешностями) кинематику реакции (1a). Для эффективного учета ферми-движения нейтрона мишени, в фите импульсу первичного пиона приписывалась дополнительная ошибка  $\pm 200$  МэВ/с, соответствующая среднеквадратичному импульсу нейтрона в ядре примерно 100 МэВ/с. События, прошедшие фит по гипотезе (1a) на уровне достоверности

более 6% ( $\chi_{\text{мин}}^2 < 3$ ), показаны на рис. I пунктирной гистограммой. Сплошной линией показана кривая разрешения квадрата недостающей массы со стандартным отклонением  $0,4 (\text{ГэВ}/c^2)^2$ , вычисленная с учетом средних погрешностей восстановления импульсов и углов пионов, неопределенности в начальном импульсе и ферми-движения нуклона мишени. Для оценки сечения реакции рождения дипионной системы на ядре углерода, удовлетворяющей кинематике однонуклонной реакции (Ia), брались события с  $\chi_{\text{мин}}^2 < 3$  и  $0,3 < MM^2 < 1,5 (\text{ГэВ}/c^2)^2$  - всего 79 событий; при таком обрезании теряется около 13% от истинного числа событий, что учитывается при определении сечения реакции.

Основным источником фона для исследуемого процесса являются реакции рождения  $\eta^0$ - мезонов, имеющие топологию (3) с  $\pi_{\chi} = 0$ . Для оценки этого фона анализировались события с  $\pi_{\chi} \geq 1$  зарегистрированными  $\gamma$ - квантами. Их принадлежность к событию проверялась при помощи программы [5] анализа  $\gamma$ - квантов, вычислялись их геометрические веса; средняя эффективность регистрации  $\gamma$ - квантов, включающая в себя геометрическую эффективность и эффективность просмотра, в данном эксперименте оказалась равной  $\bar{E}_{\gamma} = 0,16$ . Распределение по  $MM^2$  для событий с  $\pi_{\chi} \geq 1$  показано на рис. I (заштрихованная гистограмма). Видно, что для фоновых каналов реакций нет выделенности в области  $MM^2 \sim m_N^2$ . В интервал  $0,3 < MM^2 < 1,5 (\text{ГэВ}/c^2)^2$  попадают 9 событий с  $\chi_{\text{мин}}^2 < 3$  и  $\pi_{\chi} \geq 1$ . Они составляют часть событий с рождением  $\eta^0$ - мезонов. Если пренебречь процессами рождения трех и более  $\eta^0$ - мезонов, можно оценить верхнюю и нижнюю границы фона в событиях с  $\pi_{\chi} = 0$ . Верхняя (нижняя) граница этого фона получается в предположении, что источником  $\gamma$ - квантов являются события с



рождением только одного (двух)  $\mathcal{N}^0$ - мезона; таким способом получена оценка величины фона -  $15 \pm 6$  событий. Для сечения одно - нуклонной реакции (Ia) на ядре углерода получаем

$$\sigma_{1a}(c) = (0,65 \pm 0,11) \text{ мб},$$

где в ошибке учтена также ошибка вычитания фона.

Аналогичным образом определяется сечение однонуклонной реакции (Ia) на ядрах, входящих в состав пропан-фреоновой смеси. Сечение реакций топологии (3), приходящееся на "среднюю" молекулу смеси, найдено равным  $\sigma_1^{\text{top}}(\bar{A}) = (22,8 \pm 1,6) \text{ мб}$ . После об- счета отобранных и измеренных событий для дальнейшего анализа оставлено 396 событий, имеющих удовлетворительное качество из- мерения (нормировочное сечение  $\sigma_0 = 57 \text{ мб/соб.}$ ). События ана- лизировались так же, как и в случае пропанового облучения. Для оценки сечения реакции (Ia),  $\sigma_{1a}(\bar{A})$ , приходящегося на "сред- нюю" молекулу смеси, брались события с  $t < 0,5 (\text{ГэВ/с})^2$  и с  $\chi_{\text{мин}}^2 < 3$  и  $0,3 < \text{MM}^2 < 1,5 (\text{ГэВ/с})^2$ . В указанные интервалы попа- дают 50 событий с  $n_\gamma = 0$  и 8 событий с  $n_\gamma \geq 1$ . Фон от реакций с рождением  $\mathcal{N}^0$ - мезонов в событиях с  $n_\gamma = 0$  составляет  $4 \pm 2$  собы- тия (средняя эффективность регистрации  $\gamma$ - квантов в пропан- -фреоновой смеси -  $\bar{\epsilon}_\gamma = 0,33$ ). Для сечения  $\sigma_{1a}(\bar{A})$  получаем:

$$\sigma_{1a}(\bar{A}) = (3,1 \pm 0,5) \text{ мб}.$$

Для нахождения эффективных чисел нейтронов ядер для реакции (Ia) необходимо провести сравнение с сечением этой реакции на свободном нуклоне. Такие данные при близких начальных импульсах и в области  $t < 0,5 (\text{ГэВ/с})^2$  имеются для сравнительно узкого интервала масс дипионной системы  $m_{\pi\pi} < 1,5 \text{ ГэВ/с}^2$  [6-8]. Дифференциальное сечение  $d\sigma/dt$  на свободном нуклоне имеет

выраженный пик [6] в области  $t < 0,1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, в то время как на ядре такой пик отсутствует (см. рис. 2, где для увеличения статистики объединены данные пропанового и пропан-фреонового облучения при  $\Gamma_{\text{пл}} < 1,5$  ГэВ/с<sup>2</sup>), что связано с влиянием принципа Паули при небольших передачах импульса нуклону в некогерентных процессах. Это влияние практически должно отсутствовать при сравнительно больших передачах  $t > 0,1$  (ГэВ/с<sup>2</sup>). В связи с этим для дальнейшего анализа были отобраны события реакции (Ia) на ядрах из интервалов  $\Gamma_{\text{пл}} < 1,5$  ГэВ/с<sup>2</sup> и  $0,1 < t < 0,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Соответствующие сечения оказались равными:

- на ядре углерода

$$\sigma'_{1a}(C) = (0,42 \pm 0,08) \text{ мб};$$

- на "средней молекуле пропан-фреоновой смеси

$$\sigma'_{1a}(\bar{A}) = (1,46 \pm 0,34) \text{ мб}.$$

Сечение  $\sigma'_{1a}(N)$  элементарного акта (Ia) на свободном нуклоне при указанных кинематических ограничениях (по  $t$  и по  $\Gamma_{\text{пл}}$ ) оценивалось на основе данных работ [6-8] при  $P_0 = 4$  ГэВ/с и  $5-8$  ГэВ/с и получено равным  $\sigma'_{1a}(N) = 0,24$  мб при  $P_0 = 4-5$  ГэВ/с и  $\sigma'_{1a}(N) = 0,21$  мб при  $5$  ГэВ/с (зависимость  $\sigma'_{1a}(N)$  от  $P_0$  в указанной области импульсов имеет [6-8] вид  $\sim P_0^{-2}$ , что следует также из доминирования механизма одно-нейтронного обмена для реакции (Ia)). Эффективные числа нейтронов для реакции (Ia) равны:

- для ядра углерода

$$N_{1a}(C) = 1,73 \pm 0,31;$$

--для "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси

$$N_{1\alpha}(\bar{A}) = 6,9 \pm 1,6.$$

Выражение для эффективного числа нуклонов для случая некогерентного рождения адрона под малыми углами на ядрах приведено в [9]. Для случая рождения двух адронов на нейтроне ядра эффективное число нейтронов имеет вид:

$$N(\sigma_i, \sigma_f) = \frac{A-Z}{A} \int \frac{e^{-\sigma_i \Gamma(\beta)} - e^{-\sigma_f \Gamma(\beta)}}{\sigma_f - \sigma_i} d^2\beta, \quad (4)$$

где  $\sigma_i$  - сечение взаимодействия налетающей частицы ( $\pi^-$ -мезона) с нуклоном,  $\sigma_f = \sigma_{\pi_1} + \sigma_{\pi_2}$  - суммарное сечение взаимодействия вторичных адронов ( $\pi^-$ -мезонов) с нуклонами ядра;  $A$  - атомный вес,  $Z$  - заряд ядра,  $\Gamma(\beta) = \int \rho(z, \beta) dz$ , где  $\rho(z, \beta)$  - плотность распределения нуклонов в ядре (в расчетах для ядра углерода используется плотность, соответствующая осцилляторной волновой функции ядра, для ядер  $F$ ,  $Bz$  - распределение Вудса-Саксона). Для сечения взаимодействия налетающего  $\pi^-$ -мезона с нуклоном используется значение  $\sigma_i = 26$  мб складывающееся из полного неупругого сечения  $\sigma_{\pi N}^{in} = 20$  мб [10] и той части сечения упругого рассеяния  $\Delta\sigma_{\pi N}$  [11], которая приводит к близкому приближению (применительно к тангенсу угла элемента) интерактивному однонуклонному сечению  $\sigma_i = \Delta\sigma_{\pi N}^{in}$  мб.

Как отмечалось выше, выражение (4) справедливо для малых углов рождения вторичных частиц. Однако оно справедливо для ядра, если применимо также в случае, когда ядро не возбуждается под малыми углами и взаимодействует с налетающей частицей в ядре.

второй пион имеет произвольные значения угла рождения  $\vartheta_{\pi_2}$  и сечения взаимодействия  $\bar{\sigma}_{\pi_2}$ . Угловые и импульсные распределения лидирующего (обладающего большим импульсом) и нелидирующего (обладающего меньшим импульсом) пионов приведены на рис. 3 и 4. Как видно, лидирующий пион рождается под малыми углами, а его импульс лежит в области  $2,4 \text{ ГэВ/с} \leq P_{\pi_2} < 5 \text{ ГэВ/с}$ , где сечение пион-нуклонного взаимодействия практически постоянно [10], [11] и примерно равно сечению взаимодействия налетающего пиона:  $\bar{\sigma}_{\pi_1} \approx \bar{\sigma}_i = 26 \text{ мб}$ . Поэтому, если предположить, что вторичные пионы из реакции (1а) взаимодействуют в ядре как "обычные", то при помощи выражения (4) можно вычислить ожидаемые эффективные числа нейтронов ядер. При вычислениях эффективные числа  $N(\bar{\sigma}_i, \bar{\sigma}_{\pi_1} + \bar{\sigma}_{\pi_2})$  усредняются по сечению  $\bar{\sigma}_{\pi_2}$  взаимодействия нелидирующего пиона в соответствии с его импульсным спектром (рис. 4). В зависимости  $\bar{\sigma}_{\pi_2}$  от импульса пиона при  $P_{\pi_2} < 0,5 \text{ ГэВ/с}$  учитывалось также поглощение пиона квази-дейтронными парами, отношение плотности которых к нуклонной плотности варьировалось от единицы до двух, и подавленность перезарядки  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  при малых передачах четырехимпульса ( $\leq 0,05 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$ ) вследствие влияния принципа Паули. Неточный учет этих процессов приводит к неопределенности в  $\bar{\sigma}_{\pi_2}$ ; например, усредненное по спектру нелидирующего пиона сечение [10], [11] оказалось равным значению  $\bar{\sigma}_{\pi_2} = 22 - 26 \text{ мб}$ , складывающемуся из неупругого сечения  $\bar{\sigma}_{\pi_2}^{\text{in}} = 14 - 18 \text{ мб}$  и части сечения упругого пион-нуклонного рассеяния  $\Delta \bar{\sigma}_{\pi_2}^{\text{el}} \approx 8 \text{ мб}$ , приводящего к нарушению кинематики исследуемой реакции. Расчетные значения эффективных чисел нейтронов для ядра углерода

и "средней молекулы" смеси оказались равными соответственно  $N_{1a}^{расч}(c) = 1,58 - 1,62$  и  $N_{1a}^{расч}(\bar{A}) = 5,6 - 5,8$ , что находится в согласии с приведенными выше экспериментальными значениями  $N_{1a}(c) = 1,73 \pm 0,31$  и  $N_{1a}(\bar{A}) = 6,9 \pm 1,6$ . Этот результат означает, что сделанное выше предположение о том, что вторичные пионы из элементарной реакции (Ia) взаимодействуют в ядерном веществе как "обычные" пионы, не противоречит эксперименту.

Попытаемся теперь определить  $\sigma_f = \sigma_{\pi_1} + \sigma_{\pi_2}$  из полученных экспериментальных значений эффективных чисел. Для этого необходимо оценить поправки к выражению (3), связанные с большим угловым разбросом нелидирующего пиона (рис.3), при произвольных значениях сечений  $\sigma_{\pi_1}$  и  $\sigma_{\pi_2}$ . Для упрощения расчетов эти поправки вычислялись в модели ядра с постоянной плотностью. Вычисления проводились для произвольных значений  $\sigma_{\pi_1}$  и  $\sigma_{\pi_2}$  из области  $\sigma_f = \sigma_{\pi_1} + \sigma_{\pi_2} \leq 90$  мб для экспериментально наблюдаемого распределения по углу вылета нелидирующего пиона  $\vartheta_{\pi_2}$ . Как показали расчеты, усредненные по  $\vartheta_{\pi_2}$  поправки к выражению (3) зависят от величин и от соотношения сечений  $\sigma_{\pi_1}$ ,  $\sigma_{\pi_2}$  и растут с увеличением  $\sigma_f = \sigma_{\pi_1} + \sigma_{\pi_2}$ , достигнув при  $\sigma_f = 90$  мб значения  $\pm 8\%$  для ядра углерода и  $\pm 15\%$  для ядра брома. В частном случае ( $\sigma_{\pi_1} = \sigma_i$ ), эти поправки оказываются практически не зависящими (с точностью до нескольких процентов) от  $\vartheta_{\pi_2}$  в широком интервале изменения  $\sigma_{\pi_2}$ . На рис.5 приведена зависимость эффективных чисел  $N(\sigma_i, \sigma_f)$  от  $\sigma_f = \sigma_{\pi_1} + \sigma_{\pi_2}$  (при  $\sigma_i = 26$  мб) для ядра углерода и "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси с учетом поправок при произвольных значени-

ях  $\bar{\sigma}_{n_1}$ ,  $\bar{\sigma}_{n_2}$ . Как видно из рис. 5, экспериментально измеренным эффективным числом нейтронов ядра углерода и "средней" молекулы смеси для реакции (Ia) соответствуют значения  $\bar{\sigma}_f = 43^{+16}_{-13}$  мб;  $\bar{\sigma}_f = 35^{+26}_{-12}$  мб. Поскольку эти оценки, полученные из независимых экспериментов (ошибки в  $\bar{\sigma}_f$  в основном связаны со статистическими ошибками), близки, их можно усреднить:

$$\bar{\sigma}_f = 40^{+15}_{-9} \text{ мб.}$$

Полученная оценка в пределах ошибок совпадает с оценкой  $\bar{\sigma}_f = \bar{\sigma}_{n_1} \bar{\sigma}_{n_2} = (48 - 52)$  мб, которое ожидается в случае, если рожденные в элементарном акте (Ia) вторичные нейтроны формируются за короткий равновременив промежуток времени, меньший, чем время жизни ядра, по крайней мере в том случае, когда  $\mu^2 \ll \bar{\sigma}_f$ . В противном случае предположим, что  $\mu^2 \approx \bar{\sigma}_f$  и  $\mu^2 \approx 0,25 \text{ ГэВ}^2$ , в котором случае  $\mu^2$  является функцией энергии ядра  $\mu^2 \sim P_{\pi_1}^2 / \bar{\sigma}_f$ ,  $P_{\pi_1}$  — импульс ядра, рожденного в элементарном акте в формировании подавляющей части вторичных нейтронов в реакции (Ia) (скорость их разлета от центра ядра углерода, дающего основной вклад в анализируемые экспериментальные данные). Из наших данных можно оценить величину параметра  $\mu^2$ , пользуясь тем, что время формирования радирующего пикона из реакции (Ia), обладающего средним импульсом  $\bar{P}_{\pi_1} = 3,6 \text{ ГэВ}/c$ , по крайней мере не превышает средние расстояния  $\bar{l}_c$ , проходимые им в ядре углерода  $\bar{l}_c \approx 3 \text{ фм}$ ; отсюда получаем  $\mu^2 > \bar{P}_{\pi_1}^2 / \bar{l}_c^2 \approx 0,25 \text{ ГэВ}^2$ .

Отметим также, что полученная выше оценка  $\bar{\sigma}_f = 40^{+15}_{-9} \text{ мб}$

не противоречит предсказаниям аддитивной кварковой модели [13], в соответствии с которыми после первого акта неупругого взаимодействия лидирующий адрон (пион) взаимодействует в ядре с сечением, равным сечению кварк-нуклонного взаимодействия —

$\sigma_{\pi,1} \approx \sigma_{qN} \approx 10 \text{ мб}$ , а малоэнергичный пион из области фрагментации мишени формируется быстро и взаимодействует с "обычным" пион-нуклонным сечением. Дальнейшие экспериментальные исследования реакций типа (I) при различных энергиях на разных ядрах, обладающие большей статистической точностью, позволят получить более достоверную информацию о пространственно-временных свойствах процесса адронобразования.

### 3. Реакция $\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$

Для исследования реакции (2) на ядрах пропан-фреоновой смеси отбирались события топологии

$$\pi^- A \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+ (\text{или } \pi^+ / P) + m_p P + n_\gamma \gamma + A'' \quad (5)$$

где  $\pi^+$  — идентифицированный пион,  $(\pi^+ / P)$  — неидентифицированная положительная частица с минимальной ионизацией; остальные обозначения те же, что и для топологии (3). Событиям с  $m_p = 1$  могут соответствовать также реакции на водороде, поэтому такие события брались в случае, когда угол вылета протона превышал  $\vartheta_p \approx 75^\circ$  (максимальный угол вылета протона в  $\pi N$  — соударении с тремя пионами в конечном состоянии); при этом теряется некоторая доля событий на ядрах, которая будет оценена ниже путем специального анализа событий с  $\vartheta_p < 75^\circ$  на части статистики. События с  $n_\gamma \geq 1$  используются для опре-

деления фона от реакций рождения  $\pi^0$  - мезонов. Для топологии (5) сечение ( в дальнейшем изложении будет иметься в виду сечение, приходящееся на "среднюю" молекулу смеси) —  $\sigma_2^{\text{top}} = (106 \pm 9,5) \text{ мб}$ .

После измерения и обсчета было отобрано 963 события, имеющие удовлетворительное качество измерения (нормировочное сечение  $\sigma_0 = 0,11 \text{ мб/соб.}$ ). Распределение по квадрату недостающей к системе ( $\pi^- \pi^+ \pi^0$ ) массы приведено на рис.6. Пик в распределении в области  $MM^2 \sim 0,9(\text{ГэВ}/c^2)^2$  соответствует однонуклонной реакции (2a). Заштрихованная гистограмма показывает распределение по  $MM^2$  для событий с  $p_{\gamma} \geq 1$ . События анализировались по программе [4] кинематического анализа. Для дальнейшего рассмотрения были отобраны события из области  $1,3 \leq MM^2 \leq 1,5(\text{ГэВ}/c^2)^2$ , имеющие  $\chi^2_{\text{мин}} \leq 2$  для  $I$  с -гипотезы  $\pi^- N \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 N$  (события с  $p_{\gamma} = 0$  и  $\chi^2_{\text{мин}} \leq 2$  показаны на рис.6 пунктиром). При указанных ограничениях количество событий без зарегистрированных  $\gamma$  - квантов —  $n_0 = 207$ , а количество событий с одним, двумя, тремя зарегистрированными  $\gamma$  - квантами равно соответственно  $n_1 = 50$ ,  $n_2 = 19$ ,  $n_3 = 6$ . Такая статистика позволяет для оценки вклада фоновых событий с рождением  $\pi^0$  - мезонов воспользоваться более точным методом, чем это было сделано выше для реакции (1a) с заметно более ограниченной статистикой событий. Пренебрегая вкладом процессов с рождением трех и более  $\pi^0$  - мезонов, можно написать выражение истинного числа событий  $N_0$  без рождения  $\pi^0$  - мезонов:



$$N_0 = n_0 \cdot \frac{5}{8} \left( \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right) n_1 + \frac{1}{4} \left( \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 n_2 = 164 \pm 18 \text{ событий}$$

( $\varepsilon = 0,33$  - средняя эффективность регистрации  $\gamma$  - квантов в протон-фреоновой смеси). Соответствующее сечение с учетом примерно 16%-ной потери событий из-за обрезания по  $\chi_{\text{мин}}^2$  и по  $\text{MM}^2$  равно  $21,4 \pm 2,4$  мб.

Другим источником фона в исследуемом процессе может служить реакция  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- p$  с большой передачей импульса протону ( $P_p > 750$  МэВ/с), которая будет иметь топологию (5) с  $m_p = 0$  и  $\pi_\gamma = 0$ ; кинематический анализ событий с такой топологией показал, что их вклад в исследуемый процесс пренебрежимо мал.

Как отмечалось выше, в однонуклонную реакцию на ядре (2а) могут дать вклад также не включенные в топологию (5) события с  $m_p = 1$  и  $\vartheta_p < 75^\circ$  (события типа "Р"). На части статистики такие события анализировались так же, как и события топологии (5); оказалось, что событиям типа "Р", удовлетворяющим кинематике однонуклонной реакции без рождения  $\pi^0$  - мезонов, соответствует сечение  $\sigma("Р") = 11,5 \pm 2$  мб. Часть этих событий относится к реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$  на водороде пропан-фреоновой смеси. Используя тот факт, что при 5 ГэВ/с  $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p) \approx 1,7$  мб [10] и что примерно в 70% [14,15] этой реакции протон отдачи имеет  $P_p < 750$  МэВ/с, находим её вклад в сечение  $\sigma("Р")$ , который оказался равным  $\sigma_n = 8,5$  мб; таким образом, событиям типа "Р", происшедшим на ядрах без рождения  $\pi^0$  - мезонов, соответствует сечение  $\sigma("Р") - \sigma_n = 3 \pm 2$  мб. С учетом этой поправки находим сечение реакции, удовлетворяющей кинематике однонуклонной реакции (2а):

$$\sigma_{2\alpha}(\bar{A}) = 24,4 \pm 3 \text{ мб.}$$

На рис. 7 приведено распределение по эффективной массе ( $\pi^+ \pi^-$ ) для отобранных событий с  $\chi^2_{\text{мин}} \leq 2$  и  $0,3 \leq \text{MM}^2 \leq 1,5 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$ . Видно, что в районе  $m_{\pi^+\pi^-} \sim 775 \text{ МэВ/с}^2$  имеется заметный пик, обусловленный рождением  $\rho^0$ -мезона. Там же приведено распределение по эффективной массе нерезонансной системы ( $\pi^+ \pi^-$ ); в этом распределении незаметно никаких особенностей, и оно может быть использовано в качестве фоновое. Для оценки сечения реакции (2б) с рождением  $\rho^0$ -мезона брались события из интервала  $625 \leq m_{\pi\pi} \leq 925 \text{ МэВ/с}^2$ . В этот интервал попадает 181  $\pi^+ \pi^-$ -комбинация (145 событий) и 36  $\pi^+ \pi^-$ -комбинаций (фоновых событий). Вычитая фоновые события, а также применяя описанную выше процедуру вычитания фона от реакций с рождением  $\eta^0$ -мезонов, находим истинное число событий с рождением  $\rho^0$ -мезона:  $N_p = 75 \pm 13$ ; соответствующее сечение  $\sigma_p(\bar{A}) = 11,2 \pm 1,9 \text{ мб.}$

Для нахождения эффективного числа нуклонов для некогерентной реакции (2б) необходимо из  $\sigma_p$  исключить когерентную часть сечения рождения ( $\pi^+ \pi^- \pi^+$ ) на ядрах. На рис. 8 приведено распределение по эффективной массе  $m_{3\pi}$  для событий, удовлетворяющих кинематике однонуклонной реакции (2а). Пунктиром показаны события с небольшой передачей квадрата четырехимпульса  $|t_{\pi \rightarrow 3\pi}| < 0,1 \text{ (ГэВ/с)}^2$ , а заштрихованной гистограммой среди последних отмечены события с рождением  $\rho^0$ -мезона и не содержащие протоны или другие признаки развала ядра. Эти события группируются в области масс  $m_{3\pi} = 1200 \pm 300 \text{ МэВ/с}^2$

и в основном относятся к когерентному рождению  $\Lambda_1$  - мезона. Исключив все события с  $|t_{\pi^- \rightarrow \pi^-} | < 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$  (при этом устраняется и неопределенность, связанная с влиянием принципа Паули для некогерентных процессов), и, повторив описанную выше процедуру вычитания фоновых процессов, находим искомое сечение некогерентного рождения  $\rho^0$  - мезона:  $\sigma_{25}(\bar{A}) = 9,3 \pm 1,8$  мб. Соответствующее сечение на нуклоне оцениваем из [10] с учетом того, что при обрезании  $t = |t_{N \rightarrow N} | > 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$  теряется около 25% [14-16] сечения реакций (2а), (2б); усредненное по нейтронам и протонам сечение на нуклоне  $\sigma_{25}(N) \approx 0,71$  мб (использовались значения сечений  $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ n) = 1,1$  мб при  $t > 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$  и  $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p) = 0,32$  мб при  $0,1 < t < 0,5(\text{ГэВ}/c)^2$ ). Эффективное число нуклонов для реакции (2б) при указанных ограничениях равно:

$$N_{25}(\bar{A}) = 13,1 \pm 2,5.$$

На рис. 9 приведена вычисленная при помощи формулы (4) (без множителя  $(A-z)/A$ ) зависимость эффективного числа нуклонов "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси для реакции (2б) в зависимости от суммарного сечения  $\sigma_f = \sigma_p + \sigma_n$  взаимодействия конечных мезонов с нуклоном. Заштрихованная область отражает неопределенность, связанную с разбросом углового распределения (см. рис. 10)  $\pi^-$  - мезона в реакции (2а) ( $\rho^0$  - мезон рождается под малыми углами). Необходимо отметить, что в реакции (2б)  $\pi^-$  - мезон в более чем половине случаев образуется в результате распада  $\Delta_{33}^-$  - изобары [10], импульс которой в рассматриваемой реакции практически не превышает 1 ГэВ/с [17],

и ее средняя длина пробега до распада не превышает межнуклонные расстояния в ядре; поэтому эффективное число нуклонов не зависит от сечения  $\Delta N$  - взаимодействия, а определяется сечениями  $\pi N$  и  $\rho N$  - взаимодействий. Из рис. 9 видно, что экспериментально измеренному эффективному числу нуклонов  $N_{26}(\bar{A})$  соответствует  $\sigma_f = 37^{+19}_{-12}$  мб, что в пределах ошибок согласуется с значением этой величины, вычисленной на основе пион-нуклонных данных [10],[11], усредненных по импульсным спектрам (см. рис. 11) пиона и  $\rho$  - мезона в реакции (2б). Таким образом, полученный результат, как и для реакции (1а), указывает на то, что в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях формирование вторичных мезонов с импульсами до нескольких ГэВ/с происходит внутри ядра.

В заключение, авторы выражают благодарность Ю.А.Будагову за предоставление снимков с метровой пузырьковой камеры ЛЯП ОИЯИ и ленты суммарных результатов  $\pi^-C$  - взаимодействий, а также Е.М.Мкртчяну и Л.В.Кузнецову за помощь в работе.

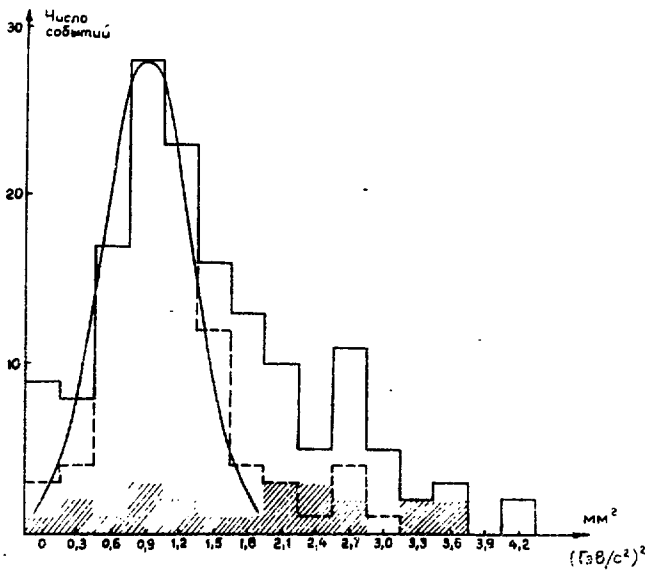


Рис. I Распределение по квадрату недостающей к системе  $(\pi-\pi^-)$  массы для событий топологии (3) в пропане. Сплошная гистограмма - события с  $N_\gamma = 0$ ; пунктирная гистограмма - события с  $N_\gamma = 0$  и  $\chi^2_{\text{мин}} \leq 3$ ; заштрихованная гистограмма - события с  $N_\gamma \geq 1$ ; кривая - кривая разрешения по квадрату недостающей массы

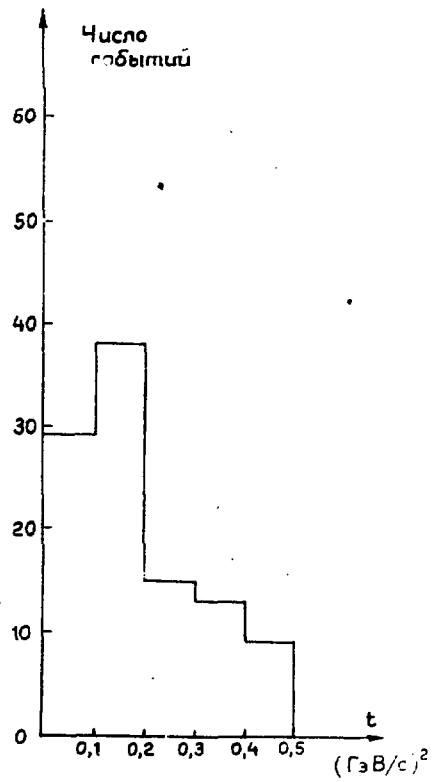
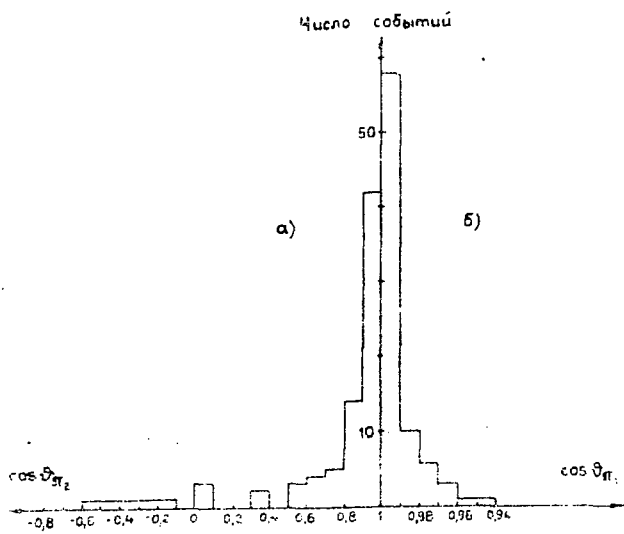
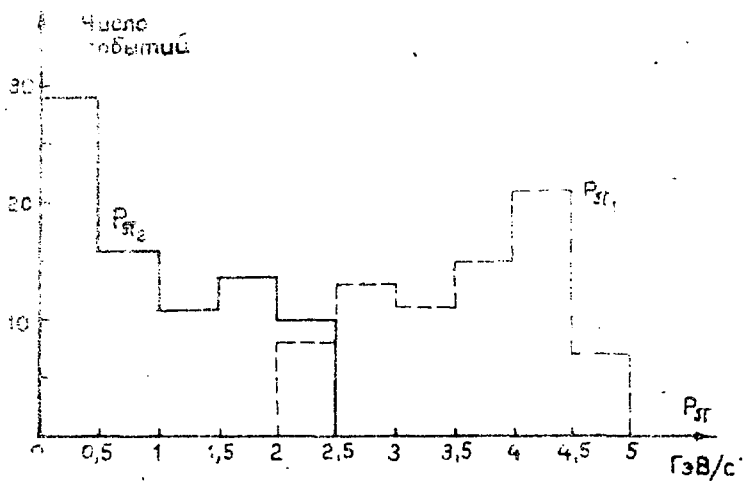


Рис.2 Распределение по величине квадрата переданного четырехимпульса  $t = |t_{\text{я}} \rightarrow \text{яя}|$  для событий реакции (Ia) на ядрах с  $m_{\text{яя}} < 1,5 \text{ ГэВ}/\text{с}^2$



- 3 Угловые распределения нелидирующего (а) и лидирующего (б) пионов в реакции (Ia) на ядрах с  $0,1 < t < 0,5 (\text{ГэВ}/c)^2$  и  $m_{\pi\pi} < 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$



- 4 Импульсные распределения лидирующего (пунктир) и нелидирующего (сплошная гистограмма) пионов в реакции (Ia) на ядрах с  $0,1 < t < 0,5 (\text{ГэВ}/c)^2$  и  $m_{\pi\pi} < 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$

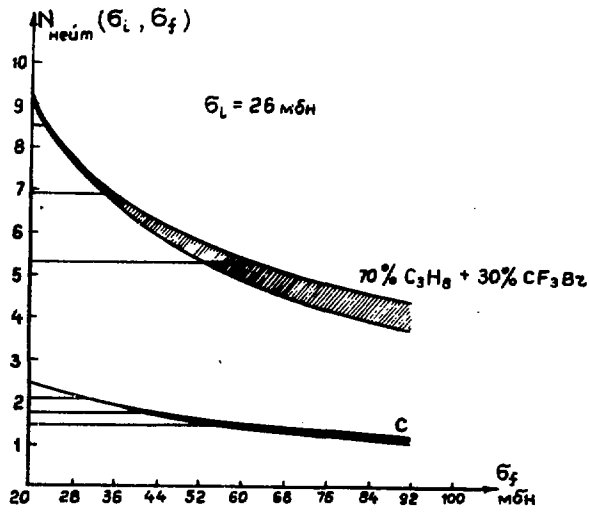


Рис. 5 Зависимость от  $\beta_f$  эффективного числа нейтронов ядра углерода и "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси для реакции (Ia)



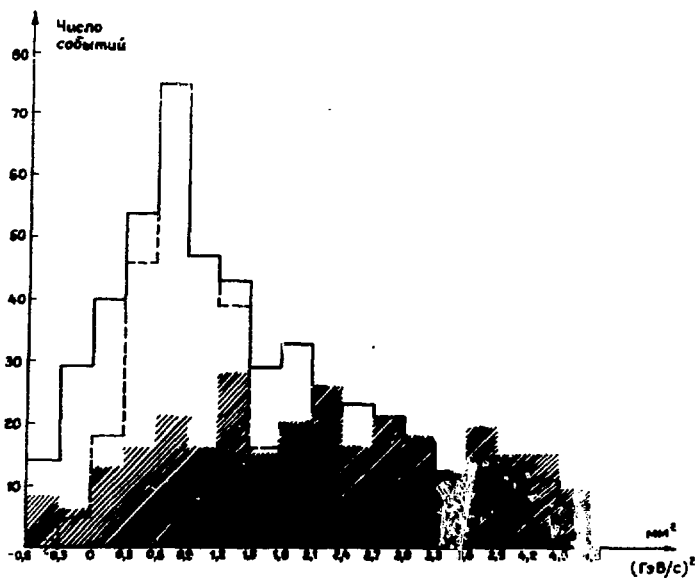


Рис.6 Распределение по квадрату недостающей к системе ( $\pi^- \pi^- \pi^+$ ) массы для событий топологии (5) в пропан-фреоновой смеси. Сплошная гистограмма - события с  $n_\gamma = 0$ ; пунктирная гистограмма - события с  $n_\gamma = 0$  и  $\chi^2_{\text{мин}} \leq 2$ ; заштрихованная гистограмма - события с  $n_\gamma \geq 1$

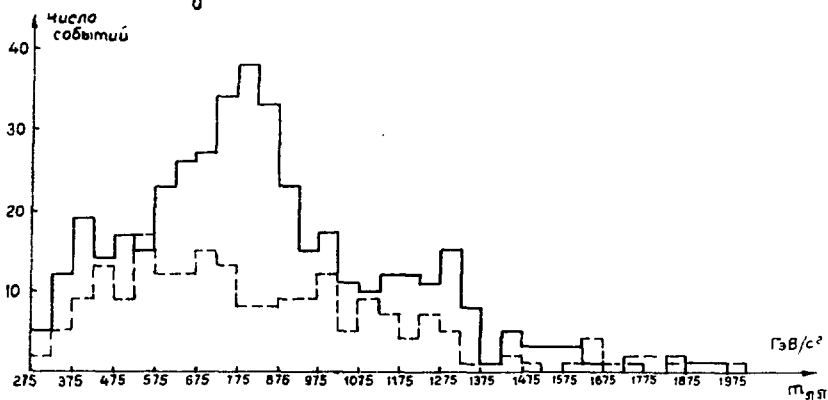


Рис.7 Распределение по эффективной массе  $\pi^+\pi^-$  (сплошная гистограмма) и  $\pi^-\pi^-$  (пунктир) для реакции (2а) на ядрах

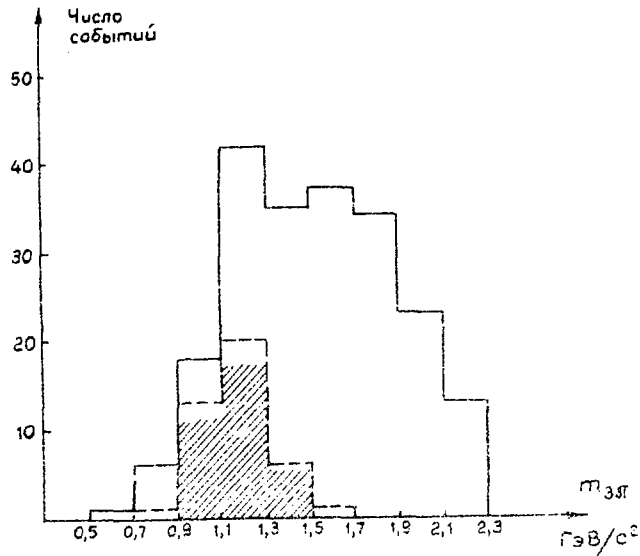


Рис. 8. Распределение по эффективной массе ( $\pi^+\pi^-$ ) для реакции (2a) на ядрах. Сплошная гистограмма - все события; пунктир - события с  $|t_{\pi^+\pi^-}| < 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$ ; заштрихованная гистограмма - события реакции (2б) (с рождением  $\rho^0$ -мезона) с  $|t_{\pi^+\pi^-}| < 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$ , не содержащие протоны отдачи или признаки развала ядра

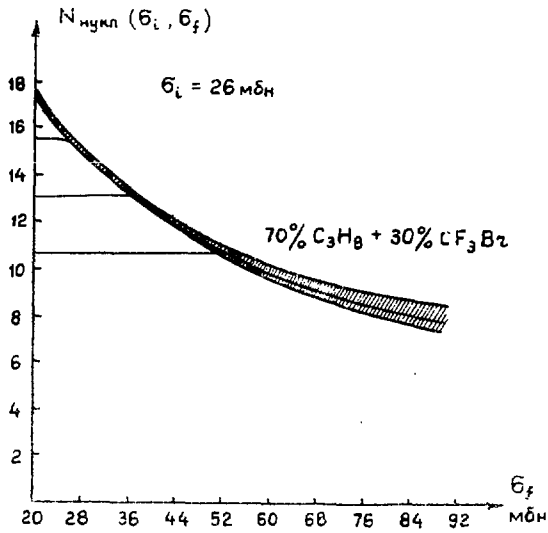


Рис. 9 Зависимость от  $\sigma_f$  эффективного числа нуклонов "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси для реакции (26)

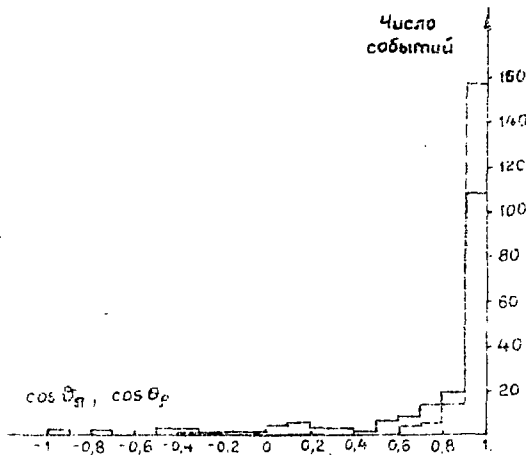


Рис. 10 Угловые распределения  $\rho^0$ -мезона (пунктир) и  $\pi^-$ -мезона (сплошная гистограмма) в реакции (26) на ядрах

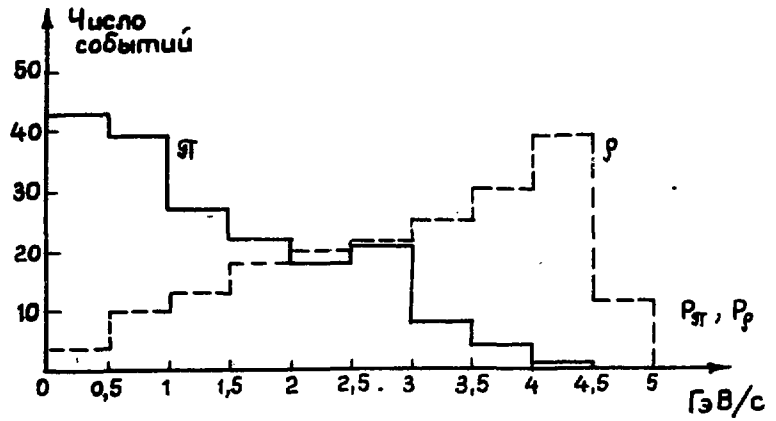


Рис. II Импульсные распределения  $\rho^+$  - мезона (пунктир) и  $\rho^-$  - мезона (сплошная гистограмма) в реакции (26) на ядрах

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богомолов А.В., Будагов Ю.А., Василенко А.Т. и др. Метровая пузырьковая камера в магнитном поле. ПТЭ, 1964, № I, с.61.
2. Алмазов В.Я., Голутвин И.А., Инкин В.Ю. и др. Полуавтоматическая установка ПУ для автоматизации измерений камерных снимков. ОИЯИ-1952, Дубна, 1963.
3. Маркова Н.Ф., Мороз В.Н., Никитина В.И. и др. Программа геометрической реконструкции для больших пузырьковых камер. ОИЯИ, Р10-3766, Дубна, 1968.
4. Иванченко З.М., Лукьянцев А.Ф., Макаренкова А.Д. и др. Программа идентификации каналов реакций. ОИЯИ, Р-II-3983, Дубна, 1968.
5. Виноградов В.Б., Иванов В.Г., Яноутова Л. и др. Программа идентификации  $V^0$  - частиц и  $\gamma$  - квантов. ОИЯИ-2613, Дубна, 1966.
6. Aderholz M., Bondar L., Brauneck W. et al.  $\pi^+p$  interaction at 4 GeV/c. Phys.Rev., 1965, 138, B897.
7. Prukop J.P., Sander O.R., Poirier J.A. et al.  $\pi^+\pi^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$  scattering below 0.7 GeV from  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$  at 5 GeV/c. Phys.Rev., 1974, D10, 2055.
8. Cohen D., Ferbel T., Slattery P., Werner B. Study of  $\pi\pi$  scattering in the isotopic spin-2 channel. Phys.Rev. D7, 661, 1973.
9. Kölbig K.S., Margolis B. Particle production in nuclei and unstable particle cross-section. Nucl.Phys., 1968, B6, 85.

10. Flaminio V., Moorhead W.G., Morrison D.R.O., Rivoire N.  
 Compilation of cross-section. I:  $\pi^+$  and  $\pi^-$ -induced reactions . CERN/HERA 83-01, 1983.
11. Bracci E., Burichetti G., Droulez J.P. et al., Compilation of differential cross section  $\pi^-$ -induced reactions. CERN/HERA 75-2, 1975.
12. Шабельский Ю.М. Процессы множественного рождения в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.1070.
13. Анисович В.В., Кобринский М.Н., Нири Ю., Шабельский Ю.М. Аддитивная кварковая модель и процессы множественного рождения адронов. УФН, 1984, т.144, с.553.
14. Galloway K.F., Mott J.E., Alyea E.D. et al.  $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$  reaction at 6 GeV/c. Phys.Rev., 1970, D1, 3077.
15. Bondar L., Bongartz K., Burmeister H. et al.  $\pi^-p$  interaction at 4 GeV/c. Nuovo Cim., 1964, 31, 485.
16. Slattery P., Kraybill H., Forman B., Ferbel T. A study of resonance production in 7 GeV/c  $\pi^+p$ -interaction. Nuovo Cim., 1967, 50A, 377.
17. Pals C.L., Schotanus D.J., Toet D.Z. et al. Study of cross sections and spin-density matrix elements in 5 GeV/c  $\pi^+p$  four-pronges interactions., Nucl.Phys., 1970, B25, 109.

Рукопись поступила 12 июня 1985 г.

Н.М. АГАБАБЯН, М.Р. АТАЯН, Ж.Б. ГРИГОРЯН, Н.Г. ГРИГОРЯН,  
Г.Р. ГУЛКАНЯН, А.Р. КАНЫЯН, Ж.К. КАРАМЯН, Л.П. КИШИНЕВСКАЯ,  
З.А. КИРАКОСЯН, С.А. КОРЧАГИН

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ ПИОННЫХ СИСТЕМ В  
РЕАКЦИЯХ  $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$  И  $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$  НА ЯДРАХ ПРИ 5 ГэВ/с

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

---

Подписано в печать 14/Х-85г.      ВФ- 09027 Формат 60x84/16  
Офсетная печать. Уч. изд. л. 1,5      Тираж 299 экз. Ц. 22 к.  
Зак. тип. № 450      Индекс 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван-36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ